



**Universidade de Aveiro
2012**

**Departamento de
Engenharia Mecânica**

**SÉRGIO MIGUEL
BARRADAS SILVANO**

**MEDIÇÃO DE EMISSIVIDADE
DE SUPERFÍCIES À
TEMPERATURA AMBIENTE**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica, realizada sob a orientação científica do Doutor António João de Melo Martins de Araújo, Assistente Convidado do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Aveiro e do Professor Doutor Nelson Amadeu Dias Martins, Professor Auxiliar do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Aveiro.

o júri
presidente

Doutor Ricardo José Alves de Sousa

Professor Auxiliar Convidado, Universidade de Aveiro

Professor Doutor António José Barbosa Samagaio

Professor Associado, Universidade de Aveiro

Doutor António João de Melo Martins de Araújo

Assistente Convidado, Universidade de Aveiro

Professor Doutor Nelson Amadeu Dias Martins

Professor Auxiliar, Universidade de Aveiro

Agradecimentos

Aos meus orientadores, Doutor António Araújo e Professor Doutor Nelson Martins pelo apoio, compreensão e disponibilidade permanentes, que ambos apresentaram durante a elaboração deste trabalho.

palavras-chave

emissividade, pirómetro, método de Monte Carlo, termografia, comprimento de onda.

resumo

O presente trabalho propõe-se simular medições de emissividades de materiais de revestimento de construção civil, à temperatura ambiente, com o propósito de tornar a utilização de câmaras termográficas mais exacta. Foi definido um sistema de medição de emissividade e temperatura dos materiais referidos, composta por uma envolvente controlada e dois pirómetros. Foram simuladas diferentes gamas de comprimento de onda e erros dos pirómetros, bem como diferentes temperaturas da envolvente. Concluiu-se que todos estes factores influenciam o erro final de medição de emissividade. Foi concluído também que, com erros baixos nos pirómetros ou diferenças razoáveis entre a temperatura da superfície que se deseja medir e a temperatura da envolvente, é possível obter-se erros de medição de emissividades baixos.

keywords

emissivity, pyrometer, Monte Carlo method, thermography, wavelength.

abstract

The present work aims to simulate measurements of surfaces emissivities of construction materials at ambient temperature, in order to make use of thermal imagers more accurately. A system was defined with controlled surroundings and two pyrometers for setting the emissivity and temperature of the aforesaid materials. Different wavelength ranges, pyrometers errors, as well as different surrounding temperatures were simulated. It was concluded that all these factors influence the final error in the measurement of emissivities. It was further determined that, with small pyrometer errors or a reasonable difference between the surface temperature to be measured and the temperature of the surroundings, it is possible to obtain a low value of emissivity measuring errors.

Índice

Lista de Figuras.....	II
Lista de Tabelas	III
1. Introdução.....	1
2. Radiação térmica.....	5
3. Método de Monte Carlo.....	15
4. Sensores de temperatura por infravermelhos.....	17
5. Técnicas não intrusivas de medição de emissividades infravermelhas	19
6. Metodologia.....	22
6.1. Pirômetro de duplo comprimento de onda.....	22
6.2. Método de Monte Carlo.....	24
6.3. Influência da temperatura ambiente.....	26
6.4. Sistema proposto.....	29
7. Simulações de gamas de comprimentos de onda	34
7.1. Condições de simulação.....	34
7.2. Resultados e discussão.....	35
8. Simulações de erro dos pirômetros	40
8.1. Condições de simulação.....	40
8.2. Resultados e discussão.....	40
9. Dimensionamento do sistema.....	42
10. Simulações de temperatura da envolvente	44
10.1. Condições de simulação	44
10.2. Resultados e discussão	44
11. Conclusões.....	46
12. Referências bibliográficas	48

Lista de Figuras

Figura 2.1 – Espectro da radiação electromagnética [22].	6
Figura 2.2 – Poder emissivo espectral do corpo negro [22].	8
Figura 2.3 – Absorção, reflexão e transmissão de irradiação associada a um meio semitransparente [13].	10
Figura 2.4 – Transferências radiactivas dentro de cavidade fechada isotérmica [13].	11
Figura 2.5 – Factor de forma associado às trocas de radiação entres superfícies elementares [10].	12
Figura 2.6 – Comparação do poder emissivo de um corpo negro em relação a uma superfície cinzenta e uma superfície real [12].	13
Figura 2.7 – Emissividade aparente de uma cavidade [12].	13
Figura 2.8 – Emissividade aparente de uma cavidade [12].	14
Figura 4.1 - Figura representativa de um pirómetro infravermelho [5].	17
Figura 6.1 - Exemplo da utilização do método de Monte Carlo.	26
Figura 6.2 - Médias resultante da simulação de diversos valores de T_a .	27
Figura 6.3 - Desvios Padrão resultantes da simulação de diversos valores de T_a .	28
Figura 6.4 - Desvios Padrão sobre Médias resultantes da simulação de diversos valores de T_a .	29
Figura 6.5 - Sistema de obtenção de emissividades aplicado a uma superfície.	30
Figura 6.6 - Poder emissivo espectral de um corpo negro à temperatura de 300 K em função do comprimento de onda.	31
Figura 6.7 - Percentagem do poder emissivo para as diferentes gamas de comprimento de onda (2 μm a 40 μm) face ao poder emissivo de um corpo negro a 300 K.	31
Figura 7.1 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 4.	37
Figura 7.2 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 24.	37
Figura 7.3 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 44.	38
Figura 7.4 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 64.	38
Figura 8.1 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 87.	41
Figura 9.1 - DPBT aplicado a uma superfície.	42
Figura 10.1 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 97.	45

Lista de Tabelas

Tabela 6.1 - Gamas de comprimentos de onda – intervalos de aproximadamente 20 % do poder emissivo (corpo negro a 300 K).	32
Tabela 6.2 - Gamas de comprimentos de onda – intervalos de aproximadamente 40 % do poder emissivo (corpo negro a 300 K).	32
Tabela 6.3 - Gamas de comprimentos de onda - intervalos de aproximadamente 60 % do poder emissivo (corpo negro a 300 K).	32
Tabela 6.4 - Gamas de comprimentos de onda - intervalos de aproximadamente 80 % do poder emissivo (corpo negro a 300 K).	33
Tabela 6.5 - Resumo das gamas de comprimentos de onda definidas.....	33
Tabela 7.1 - Resultados das simulações de gama de comprimentos de onda.....	35
Tabela 8.1 - Resultados das simulações de erro dos pirômetros.....	40
Tabela 10.1 - Resultados das simulações de temperatura da envolvente.....	44

1. Introdução

A nível mundial têm-se vindo a desenvolver métodos que promovem a eficiência energética, seja devido ao aumento do preço da energia, seja devido a uma consciencialização ambiental ou até devido a nova legislação. O custo monetário da energia, em especial da energia proveniente de matérias-primas fósseis, tem aumentado fortemente, o que leva à necessidade de uma racionalização do consumo energético. Nos últimos anos houve campanhas de consciencialização ambiental, sendo que a mais mediática foi a campanha promovida por Al Gore através do documentário "*An inconvenient truth*", onde é referido que a produção de dióxido de carbono devido ao consumo energético provoca aumentos da temperatura média terrestre, o que é nefasto para os seres vivos. Devido à referida necessidade de racionalização de consumo energético e aos efeitos deste consumo no ambiente, foi criada legislação e houve acordos internacionais para ser alcançada uma maior eficiência energética, como, por exemplo, a Directiva n.º 2002/91/CE, do Parlamento Europeu e do Conselho, de 16 de Dezembro, a qual promove a certificação energética de edifícios a nível da União Europeia, ou o protocolo de Quioto, que impõe níveis máximos de emissão de dióxido de carbono para os países que o subscreveram. Deste modo, ao nível do consumo energético de edifícios, têm-se desenvolvido materiais e tecnologias mais eficientes.

Uma vez que a climatização é uma das principais fontes de consumo energético dos edifícios, como referem Luís Pires et al. [1], é da maior importância que se desenvolvam tecnologias e métodos que reduzam os seus custos económicos e ambientais e, como tal, aumentem a eficiência energética dos edifícios. O consumo energético dos edifícios representou em 2002, aproximadamente, 40 % do consumo energético final dos primeiros 25 países que aderiram à União Europeia [2].

Os edifícios são constituídos por diversos materiais, tendo em conta as mais variadas situações. O nível de conforto e a eficiência energética que os materiais conferem ao edifício é altamente relevante [3]. Como tal, no projecto de um edifício, devem ser tomadas em conta, medidas que promovam o conforto térmico, acústico e luminoso.

No caso do conforto térmico dos edifícios, o isolamento térmico tem uma enorme importância. Francisco Roussado [4] refere que o isolamento térmico dos edifícios proporciona condições para que se obtenha uma temperatura óptima, sendo que, quanto mais bem isolados estiverem os edifícios, em termos térmicos, menores serão as necessidades de climatização dos mesmos. Outro factor que o autor refere como altamente relevante é a inércia térmica interior dos edifícios, principalmente no período do Verão. A inércia térmica interior dos edifícios é a capacidade que os elementos construtivos têm para armazenar o calor em excesso, do ambiente interior [5]. O valor da massa dos materiais compreendidos entre o interior dos edifícios e o seu isolamento está fortemente relacionado com a inércia térmica dos edifícios, sendo que se o valor da massa destes materiais for maior, a inércia térmica tende a ser, também, maior [6]. Devido aos factores referidos, entre outros, percebe-se que a constituição física dos edifícios tem extrema importância para o conforto e para a eficiência energética dos mesmos.

A transferência de calor entre um edifício e a respectiva envolvente é muito importante, pois contribui claramente para o consumo energético da climatização do mesmo. As pontes térmicas, por exemplo, são zonas críticas no isolamento dos edifícios, provocadas por descontinuidades estruturais do mesmo, como, por exemplo, a presença de vigas ou pilares. As pontes térmicas têm particular importância nas perdas térmicas dos edifícios e não só, uma vez que estas pontes térmicas podem originar condensação em determinados pontos do interior dos edifícios e, como tal, podem originar o aparecimento de fungos [7]. O revestimento dos edifícios, embora tenha diversas funções, tem também uma relevância extrema no que toca ao conforto e à eficiência energética dos edifícios. O revestimento de edifícios pode ser efectuado através de diferentes materiais, sendo que devem ser tomados em conta diversos factores, como os efeitos climáticos sobre os mesmos, a sua durabilidade, manutenção, aspecto, capacidades térmicas, entre outros. Como foi referido, o comportamento térmico exterior dos edifícios é extremamente importante e, como tal, o estudo e desenvolvimento de materiais que melhorem este comportamento também tem alta relevância.

O facto de haver zonas críticas no isolamento dos edifícios cria irregularidades térmicas nos mesmos. Desta forma, algumas zonas da envolvente dos edifícios apresentam temperaturas diferentes do resto dos mesmos. Estas temperaturas diferentes significam que há uma maior transferência de calor através dessas zonas da envolvente. Deste modo, é importante quantificar as temperaturas da envolvente, para que se possa quantificar e localizar as zonas críticas dos edifícios, de forma que estas possam ser contabilizadas ou corrigidas. Um método de medição de temperaturas das superfícies dos edifícios é a termografia por raios infravermelhos, um método não intrusivo, que consiste na utilização de uma câmara termográfica que, ao captar a radiação infravermelha proveniente de um espaço, representa o mesmo sob a forma de uma imagem, na qual as cores representam temperaturas. O problema principal no uso da termografia é a calibração das câmaras em relação às superfícies.

A radiação térmica é proveniente principalmente da gama da radiação visível, da radiação infravermelha e um pouco da gama dos ultravioletas. No entanto, quando uma superfície se encontra a uma temperatura na ordem de grandeza da temperatura ambiente, esta emite praticamente apenas radiação infravermelha. A capacidade de uma superfície emitir radiação, em relação à radiação máxima que uma superfície ideal poderia emitir a uma determinada temperatura tem o nome de emissividade [8]. Para se obter medições termográficas exactas de temperaturas é necessário conhecer a emissividade das superfícies a medir; de outra forma, realizando medições termográficas de temperaturas a duas superfícies diferentes, mas à mesma temperatura, poder-se-iam obter resultados diferentes, pois as superfícies referidas poderiam emitir quantidades diferentes de radiação. A emissividade das superfícies é extremamente importante para a calibração das câmaras termográficas [9].

Um problema significativo na medição de emissividades a baixas temperaturas é que as superfícies reflectem radiação ambiente, o que contamina as medições, pois as temperaturas ambiente e das superfícies a medir são próximas. Outro problema importante prende-se com o facto de, se as superfícies a medir estiverem expostas à radiação solar, esta radiação pode também contaminar as medições de emissividade.

É, portanto, de grande importância o desenvolvimento de técnicas de medição da emissividade infravermelha, de modo a garantir medições fiáveis da temperatura da superfície da envolvente de edifícios através do uso de câmaras de infravermelhos, permitindo, assim, a avaliação do comportamento térmico do revestimentos de edifícios e, como tal, indicar possíveis medidas de melhoramento térmico, aumentando a eficiência energética sem comprometer o conforto.

Os objectivos deste trabalho são os seguintes:

- propor um sistema de medição de emissividades;
- verificar a influência das temperaturas nas leituras de emissividades;
- verificar a influência das diferentes gamas de comprimento de onda, utilizadas na medição de emissividades infravermelhas, no erro final de leitura de emissividades;
- identificar as gamas de comprimento de onda que conferem um melhor resultado final (minimizam o erro da medição);
- calcular o erro de leitura de emissividades que advém do sistema proposto;
- calcular o erro mínimo dos componentes principais do sistema de modo a obter-se um erro final na leitura de emissividades não superior a $\pm 0,01$;
- verificar a possibilidade de implementação do sistema com base em materiais e tecnologia existentes;
- se necessário, alterar temperaturas do sistema, de modo a ser possível a utilização de tecnologia e materiais existentes.

2. Radiação térmica

Neste capítulo é explicado o fenómeno de transferência de calor por radiação, tendo em conta a teoria necessária para o desenvolvimento deste trabalho.

São conhecidos três mecanismos de transferência de calor: condução, convecção e radiação. Para que haja transferência de calor é necessária a existência de um gradiente térmico numa dada região espacial, sendo que quanto maior for este gradiente maior é a taxa de transferência de calor. Os mecanismos de condução e convecção exigem a presença de um meio material para que se estabeleça a transferência de calor, enquanto que a radiação exige somente a presença de um meio transparente ou semitransparente (e.g. ar, e vidro) [8, 10, 11].

Duas teorias são consideradas para explicar o fenómeno da transferência de calor por radiação: transferência de calor causada por ondas electromagnéticas ou transferência de calor causada por partículas sem massa, denominadas fótons (teoria quântica). Nenhuma destas teorias consegue explicar completamente todos os fenómenos radiactivos; como tal, são utilizados os dois conceitos, conforme a situação. Geralmente, as propriedades radiativas dos sólidos ou líquidos são estudadas através da teoria das ondas electromagnéticas, enquanto que a teoria quântica é, normalmente, usada para estudar as propriedades radiativas dos gases [8, 10, 11].

Todos os corpos, desde que estejam a uma temperatura superior a 0 K, emitem radiação continuamente e recebem também a radiação emitida pelos corpos circundantes. A intensidade e o tipo de radiação emitida depende fortemente da temperatura absoluta dos corpos que a emitem. O tipo de radiação pode ser definido conforme o comprimento (λ) de onda das ondas electromagnéticas. A Figura 2.1 ilustra algumas gamas espectrais de radiação, definidas consoante os comprimentos de onda [8, 10, 11].

Pode-se verificar na Figura 2.1 que existem diversos tipos de radiação. No entanto, em termos de transferência de calor, a gama espectral compreendida, aproximadamente, entre 0,1 e 100 μm é aquela que tem mais importância.

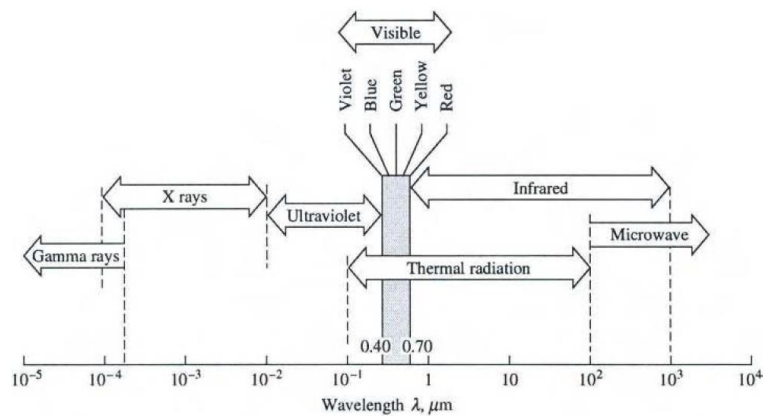


Figura 2.1 – Espectro da radiação electromagnética [11].

Esta gama espectral inclui uma parte da radiação ultravioleta, compreendida entre 0,1 μm e 0,4 μm , da radiação visível, compreendida entre 0,4 μm e 0,7 μm , e da radiação infravermelha, compreendida entre 0,7 μm e 100 μm . É importante referir que existe uma relação entre o comprimento de onda e a frequência (f) de uma onda electromagnética. O produto entre o comprimento de onda e a frequência é igual à velocidade da luz (c):

$$c = \lambda f \quad (\text{Equação 2.1})$$

A velocidade da luz apresenta no vazio um valor de aproximadamente $3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ [8, 10, 11].

Quando uma onda electromagnética atinge a superfície de um meio diferente daquele em que se propagava inicialmente, esta pode ser parcial ou totalmente reflectida. Qualquer fracção que não tenha sido reflectida pode ser absorvida ou transmitida através do novo meio. Se o meio for opaco, a absorção por parte deste é total. Se, por outro lado, o meio for totalmente transparente, a onda atravessa o mesmo sem haver qualquer atenuação desta. Se existir alguma absorção por parte do meio, mas esta não for total, este meio é denominado de semitransparente [8, 10, 11].

Quando a radiação deixa uma superfície, esta pode seguir em todas as direcções possíveis no hemisfério superior à superfície. No entanto, existe uma distribuição direcciona que pode ou não ser uniforme. A maneira como uma superfície responde à

incidência de radiação é, também, dependente da direcção da radiação com a superfície. Deste modo, as características direccionais da radiação são importantes na determinação da quantidade de transferência de calor por radiação entre superfícies. Embora a distribuição direcciona seja importante em muitas situações, para efeitos de simplificação, neste trabalho, será considerada uniforme em todos os casos ou seja, a emissão de radiação será considerada difusa [8, 10, 11].

Todas as superfícies emitem radiação. A radiação emitida por uma superfície é dependente da temperatura e das propriedades dos materiais que a constituem. A potência calorífica radiativa emitida por uma superfície é denominada poder emissivo. O poder emissivo espectral (\dot{E}_λ) é o poder emissivo de uma superfície por unidade de comprimento de onda, por unidade de área. O poder emissivo total (\dot{E}) é o valor integrado dos poderes emissivos espectrais [8, 10, 11]:

$$\dot{E} = \int_{\lambda=0}^{\infty} \dot{E}_\lambda d\lambda \quad (\text{Equação 2.2})$$

O conceito de corpo negro refere-se a um corpo que não reflecte radiação, opaco, difuso, e cujo poder emissivo total é apenas dependente da sua temperatura absoluta (T). O poder emissivo espectral de um corpo negro ($\dot{E}_{b,\lambda}$) a uma determinada temperatura, nunca é inferior ao poder emissivo espectral de qualquer outra superfície à mesma temperatura. A distribuição de Planck quantifica o poder emissivo espectral de um corpo negro [8, 10, 11]:

$$\dot{E}_{b,\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (\text{Equação 2.3})$$

onde as constantes C_1 e C_2 são, respectivamente, iguais a $3,742 \times 10^8 \text{ W } \mu\text{m}^4 \text{ m}^{-2}$ e $1,439 \times 10^4 \text{ } \mu\text{m K}$; T é a temperatura absoluta do corpo negro em kelvin (K) [8, 10, 11].

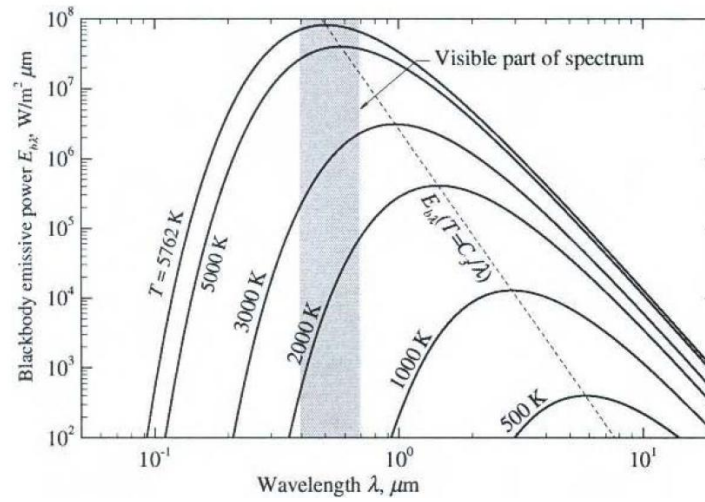


Figura 2.2 – Poder emissivo espectral do corpo negro [11].

A figura 2.2 ilustra graficamente o valor de $\dot{E}_{b,\lambda}$ (Equação 2.3) em função do comprimento de onda, considerando diversas temperaturas. Conjugando as equações 2.2 e 2.3 obtém-se o poder emissivo total de um corpo negro (\dot{E}_b) em função da temperatura [8, 10, 11]:

$$\dot{E}_b = \int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5 [\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1]} d\lambda \quad (\text{Equação 2.4})$$

Quando integrada, a equação 2.4 resulta na conhecida lei de Stefan-Boltzmann:

$$\dot{E}_b = \sigma T^4 \quad (\text{Equação 2.5})$$

Onde $\sigma = 5,670 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ (constante de Stefan-Boltzmann). A equação 2.5 permite o cálculo do poder emissivo de um corpo negro, por unidade de área, considerando todas as direcções e comprimentos de onda, para uma determinada temperatura [8, 10, 11].

Muitas vezes é necessário determinar o poder emissivo de um corpo negro entre dois comprimentos de onda λ_1 e λ_2 :

$$\dot{E}_{b,\lambda_1 \rightarrow \lambda_2} = \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C_1}{\lambda^5 [\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1]} d\lambda \quad (\text{Equação 2.6})$$

O conceito de corpo negro é usado para descrever o comportamento de uma superfície ideal. No entanto, o comportamento real das superfícies é mais complexo. Como já foi referido, nenhuma superfície emite mais radiação que um corpo negro à mesma temperatura que a superfície. Logo, os corpos negros são usados como referência na descrição de uma superfície real. A emissividade (ε), uma propriedade radiactiva das superfícies, é o resultado do quociente entre a radiação emitida por uma superfície real e a radiação que seria emitida por um corpo negro à mesma temperatura. Desta forma a emissividade é uma grandeza adimensional com valor compreendido entre 0 e 1. As superfícies reais podem não ser difusas, ou seja, a sua emissão de radiação pode depender da direcção. O comportamento das superfícies reais pode não seguir a distribuição de Planck (equação 2.3), e a sua emissividade pode ser diferente consoante os comprimentos de onda. Assim, são definidas a emissividade espectral (ε_λ) e direcciona (ε_θ), que se referem, respectivamente, à capacidade de uma superfície emitir radiação com um determinado comprimento de onda e numa determinada direcção. O facto de a emissividade das superfícies reais variar com a direcção e o comprimento de onda torna estas superfícies complexas e difíceis de estudar. Desta forma, neste trabalho, a emissividade será considerada igual em todas as direcções [8, 10, 11].

A irradiação (\dot{G}) é a radiação incidente sobre uma superfície. A irradiação espectral (\dot{G}_λ) é a irradiação correspondente a um determinado comprimento de onda (λ). Como já referido, quando um meio é atingido por radiação, parte desta radiação pode ser reflectida, outra parte pode ser absorvida e outra parte pode atravessá-lo, ou seja, pode ser transmitida através do meio. Desta forma surgiram os conceitos de absortividade (α), reflectividade (ρ) e transmissividade (τ), que são, respectivamente, o resultado do quociente entre a irradiação absorvida (\dot{G}_a), reflectida (\dot{G}_r) e transmitida (\dot{G}_t) por um meio e a irradiação total (\dot{G}), tendo, como a emissividade, valores compreendidos entre 0 e 1 [8, 10, 11]:

$$\alpha = \frac{\dot{G}_a}{\dot{G}} \quad (\text{Equação 2.7})$$

$$\rho = \frac{\dot{G}_r}{\dot{G}} \quad (\text{Equação 2.8})$$

$$\tau = \frac{\dot{G}_t}{\dot{G}} \quad (\text{Equação 2.9})$$

Como a energia total é conservada,

$$\dot{G} = \dot{G}_a + \dot{G}_r + \dot{G}_t \quad (\text{Equação 2.10})$$

A figura 2.3 ilustra o comportamento de um meio semitransparente irradiado por uma onda de comprimento λ .

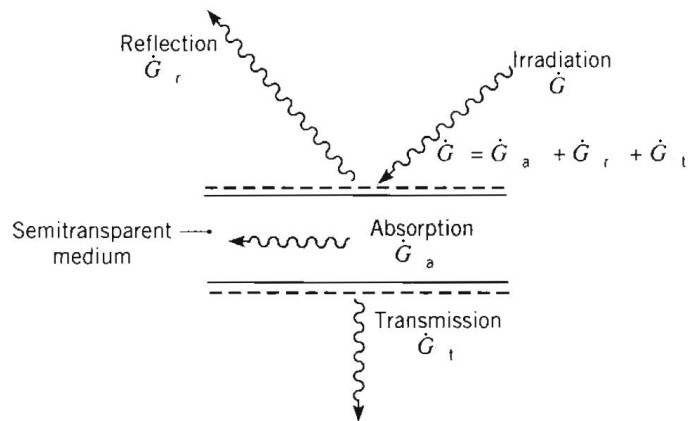


Figura 2.3 – Absorção, reflexão e transmissão de irradiação associada a um meio semitransparente [8].

Fazendo a conjugação das equações 2.7 a 2.10 obtém-se a seguinte relação:

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (\text{Equação 2.11})$$

No caso de uma superfície ser opaca, a transmissividade é nula e, portanto,

$$\alpha + \rho = 1 \quad (\text{Equação 2.12})$$

Segundo a lei de Kirchhoff, uma cavidade fechada, isotérmica e com uma área de superfície muito superior à área da superfície dos objectos que se encontrem no seu interior, tem um comportamento próximo do comportamento de um corpo negro à mesma temperatura que a temperatura da referida superfície da cavidade (T_s). Uma vez que a área dos objectos é muito inferior à área da superfície da cavidade, a sua influência no campo radiactivo é desprezável. Deste modo, qualquer pequeno objecto que se encontre no interior da cavidade é irradiado da mesma forma como se fosse irradiado por um corpo negro à mesma temperatura que a superfície da cavidade. Pode-se, portanto, considerar que a emissividade aparente (ϵ_a) da superfície da cavidade tem o valor 1 [8, 10, 11]. A emissividade aparente é o resultado da emissão e da reflexão de radiação por parte de uma superfície [12].

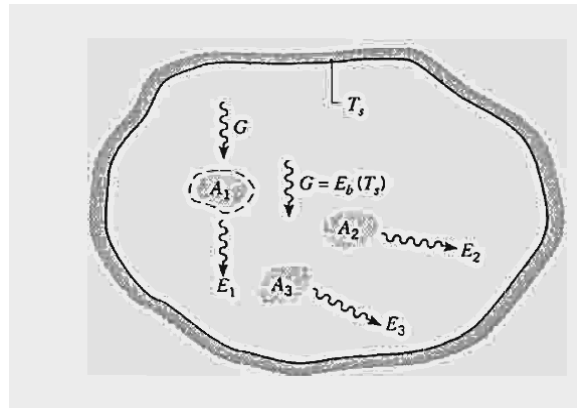


Figura 2.4 – Transferências radiactivas dentro de cavidade fechada isotérmica [8].

A figura 2.4 ilustra as transferências radiactivas numa cavidade fechada isotérmica com três pequenos objectos no seu interior. A emissividade aparente pode depender de diversos factores, como a emissividade real, o factor de forma, entre outros.

O factor de forma ($F_{i \rightarrow j}$) é o modo geométrico (valor adimensional entre 0 e 1) como a radiação emitida por uma superfície i atinge outra superfície j . Nem toda a radiação emitida por uma superfície tem de irradiar outra superfície. A quantidade de radiação emitida por uma superfície que atinge outra superfície está relacionada com a forma das superfícies, as suas áreas, a distância entre ambas e a orientação de uma

superfície em relação a outra. A figura 2.5 mostra um exemplo do factor de forma na troca de radiação entre superfícies.

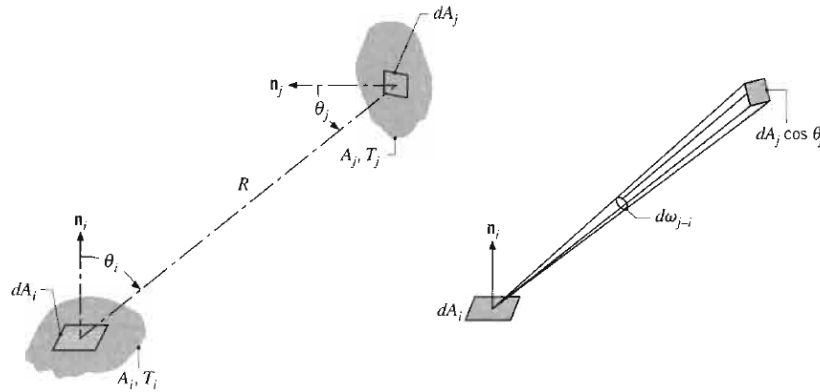


Figura 2.5 – Factor de forma associado às trocas de radiação entres superfícies elementares [8].

Uma relação importante no cálculo do factor de forma é:

$$A_i F_{i \rightarrow j} = A_j F_{j \rightarrow i} \quad (\text{Equação 2.13})$$

A equação 2.13 é conhecida como relação de reciprocidade e relaciona as áreas das superfícies i e j (A_i e A_j , respectivamente) com os factores de forma entre as superfícies ($F_{i \rightarrow j}$ e $F_{j \rightarrow i}$, respectivamente) [8, 10, 11].

O conceito de superfície cinzenta surgiu como uma simplificação das superfícies reais, considerando que a emissividade total (ϵ) e a absortividade total (α) têm o mesmo valor que a emissividade espectral (ϵ_λ) ou a absortividade espectral (α_λ), respectivamente, qualquer que seja o comprimento de onda da radiação. Uma superfície cinzenta apresenta sempre um valor de emissividade igual ao valor de absortividade ($\epsilon = \alpha$), qualquer que seja a componente espectral da radiação referida (Lei de Kirchhoff) [8, 10, 11]. A figura 2.6 ilustra graficamente o comportamento emissivo de uma superfície real, de uma superfície cinzenta e de um corpo negro.

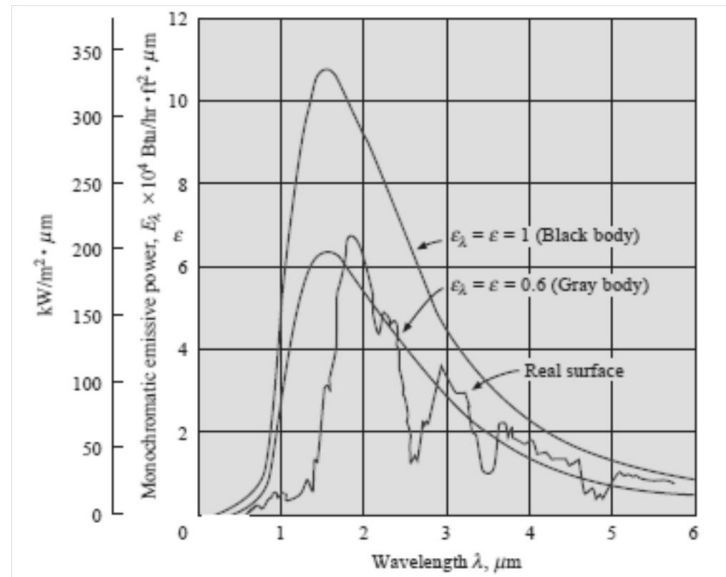


Figura 2.6 – Comparação do poder emissivo de um corpo negro em relação a uma superfície cinzenta e uma superfície real [10].

Não são conhecidas superfícies cinzentas na natureza. No entanto, pode-se aproximar algumas superfícies reais a superfícies cinzentas se apenas for considerada uma gama de radiação na qual o comportamento das superfícies referidas for aproximado ao comportamento de superfícies cinzentas, por exemplo, uma superfície real pode ter o comportamento de uma superfície cinzenta na gama dos infravermelhos, sendo que nos restantes níveis de radiação pode ter um comportamento diferente.

Ao ser considerada uma cavidade com uma superfície de área A_i e emissividade ϵ_i , com uma abertura de área $A_o \ll A_i$, como ilustrado na figura 2.7, pode ser calculada a emissividade aparente da cavidade, caso seja considerada uma superfície imaginária de área A_o na abertura da cavidade [10].

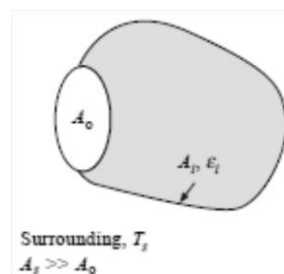


Figura 2.7 – Emissividade aparente de uma cavidade [10].

Deste modo, Holman [10] deduziu a equação que relaciona a emissividade aparente da cavidade (ε_a) em função da emissividade real da cavidade (ε_i) e das áreas A_o e A_i [10]:

$$\varepsilon_a = \frac{\varepsilon_i A_i}{A_o + \varepsilon_i (A_i - A_o)} \quad (\text{Equação 2.14})$$

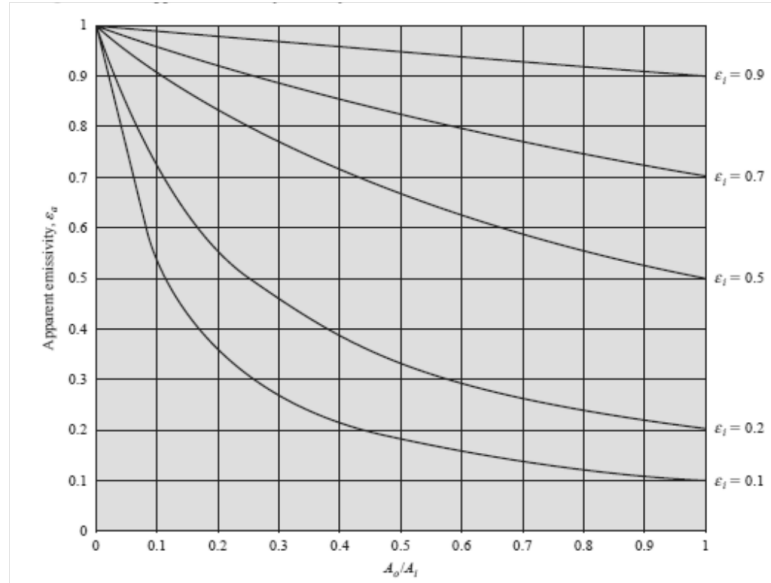


Figura 2.8 – Emissividade aparente de uma cavidade [10].

Na figura 2.8 foram mapeados os resultados da emissividade aparente, segundo a equação 2.14, considerando alguns níveis de emissividade real da cavidade, face ao quociente A_o/A_i . Pode-se verificar que, quando A_i é muito superior a A_o , a emissividade aparente aproxima-se de 1, qualquer que seja a emissividade real da superfície da cavidade [10].

3. Método de Monte Carlo

Neste capítulo é apresentado o Método de Monte Carlo, nomeadamente para o cálculo da propagação de erro em sistemas complexos, o qual será utilizado mais à frente neste trabalho.

O método de Monte Carlo é um método estocástico que usa amostragens estatísticas para resolver problemas complexos de uma forma aproximada, através da realização de uma grande quantidade de simulações. Cada simulação é dividida em várias etapas. Em cada etapa é necessário saber os resultados possíveis, bem como a sua probabilidade, i.e. se for considerado, por exemplo, um dado com 6 faces numeradas de 1 a 6, os resultados possíveis são 1, 2, 3, 4, 5, 6, sendo que todos eles têm a mesma probabilidade de acontecer.

Se for gerada uma lista de números aleatórios para cada etapa, estando estes números de acordo com as condições referidas anteriormente, ao serem realizadas as simulações, obtém-se um conjunto de resultados, de onde se pode retirar a probabilidade de cada resultado acontecer, i.e. se for considerado, por exemplo, o resultado da soma de 2 dados, com seis faces numeradas de 1 a 6, cria-se uma lista de números aleatórios (entre 1 e 6) para cada dado, somam-se as listas uma à outra e obtém-se uma lista final, segundo a qual pode ser verificada a probabilidade de cada resultado (da soma dos dados) acontecer [13, 14, 15, 16, 17].

Scheffer [16] refere que, para se obter uma exactidão de 99 % (erro de 1 %), utilizando o método de Monte Carlo ou qualquer método estocástico, é necessário a realização de 10000 simulações. O autor afirma que o método de Monte Carlo é uma técnica estocástica e, deste modo, o erro (e) pode ser definido pela seguinte expressão [16]:

$$e = 1/\sqrt{M} \quad \text{(Equação 3.1)}$$

onde M é o número de simulações. Existe uma quantidade estatística, o erro no erro, que deve ser considerada. O erro do erro é a incerteza inerente ao erro. O erro do erro pode ser calculado pela expressão seguinte:

$$\text{erro do erro} = 1/\sqrt{2M - 2}$$

(Equação 3.2 [18])

Se o número de simulações for 10000, o erro será de 1 % e o erro do erro será inferior a 1%.

4. Sensores de temperatura por infravermelhos

Neste capítulo é abordado o princípio de funcionamento da medição de temperatura por infravermelhos, concretamente, os pirómetros infravermelhos.

Os sensores de temperatura por infravermelhos, ou pirómetros infravermelhos, medem, sem contacto, a temperatura de superfícies, através de um detector térmico. A figura 4.1 ilustra o esquema de um pirómetro infravermelho [19].

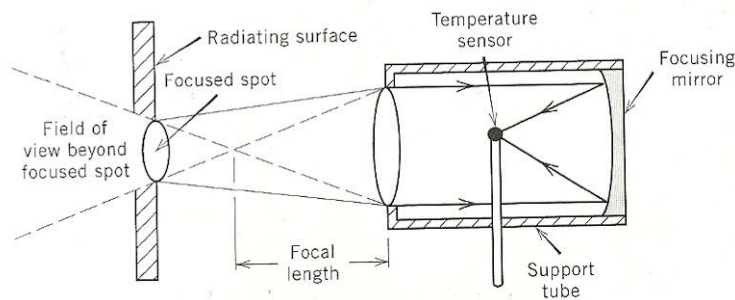


Figura 4.1 - Figura representativa de um pirómetro infravermelho [19].

A radiação emitida pela zona, focada da superfície, é captada pela lente e reflectida pelo espelho, atingindo o sensor térmico. Este sensor térmico pode ser composto por um ou mais sensores de temperatura, como termopares ou termístores. É importante a distância e o tamanho da superfície que se quer medir, uma vez que o campo de visão do sensor depende dos mesmos. Toda a zona focada pelo sensor deve pertencer à mesma superfície, de modo a se obter apenas a informação radiativa da mesma, uma vez que o sistema óptico capta radiação de toda a zona focada, sendo que o valor final de temperatura representa um valor médio da temperatura da área referida. A maior parte dos pirómetros trazem, nas suas características, uma referência à relação d/D , que representa o diâmetro da zona focada pelo sensor (D) face à distancia do mesmo em relação à superfície que se deseja medir (d) [19].

Quando o sensor térmico atinge o equilíbrio em relação à temperatura da superfície, a totalidade da energia que atinge o sensor (\dot{E}_e) iguala-se à totalidade da energia que deixa o sensor (\dot{E}_s):

$$\dot{E}_e = \dot{E}_s \quad \text{(Equação 4.1)}$$

ou seja, o poder emissivo que atinge o sensor é igual ao poder emissivo do sensor. Desta forma, expandindo a equação 4.1, de acordo com a equação 2.6 referida anteriormente, obtém-se:

$$\begin{aligned} (1 - \varepsilon_s) \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_a} - 1 \right)} + \varepsilon_s \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_s} - 1 \right)} \\ = \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1 \right)} \end{aligned} \quad (\text{Equação 4.2})$$

A primeira parcela da equação representa o poder emissivo das superfícies circundantes que é reflectido pela superfície e que atinge o sensor, sendo T_a a temperatura da envolvente da superfície (aproximando a envolvente a um corpo negro); a segunda parcela refere-se ao poder emissivo emitido pela superfície que atinge o sensor, sendo T_s a temperatura da superfície; a terceira e última parcela refere-se ao poder emissivo emitido pelo sensor, sendo T a temperatura do sensor (admite-se que o sensor comporta-se como um corpo negro). O termo ε_s representa a emissividade da superfície, aproximada a uma superfície cinzenta opaca, de modo que a reflectividade (ρ_s) é apresentada como subtracção diferença $1 - \varepsilon_s$. Os comprimentos de onda λ_1 e λ_2 representam os limites inferior e superior, respectivamente, da gama de comprimentos de onda que atinge o pirómetro. Como normalmente a superfícies deste tipo de sensores possuem alta emissividade, foi admitido que esta teria valor unitário, de forma a simplificar a dedução da equação 4.2.

5. Técnicas não intrusivas de medição de emissividades infravermelhas

São conhecidos métodos não intrusivos de obtenção de emissividades, na gama dos infravermelhos, usualmente utilizados para a medição de temperaturas de forma mais exacta. Estes métodos serão abordados neste capítulo.

Os pirómetros de duas cores, ou de duplo comprimento de onda, medem a emissividade e a temperatura de superfícies com bastante exactidão, sem a necessidade de contacto com as mesmas. Estes pirómetros consistem em dois sensores de radiação, cada um com um conjunto de filtros para que passem comprimentos de onda diferentes, ou na utilização de apenas um sensor e dois conjuntos de filtros que automaticamente alternem entre si [20]. Estes pirómetros obtêm as emissividades, não considerando a radiação ambiente reflectida pelas superfícies medidas. Isto acontece por o ambiente não ser controlado e não ser possível, por isso, determinar a temperatura de cada superfície que constitui o ambiente, bem como a sua emissividade e reflectividade. Deste modo, estes pirómetros só podem ser utilizados com exactidão quando a radiação ambiente reflectida pelas superfícies pode ser desprezada, ou seja, quando a diferença de temperaturas entre o ambiente e as superfícies é suficientemente grande, de modo que o poder emissivo do ambiente seja muito inferior ao poder emissivo das superfícies referidas [20]. Mattei e Especel [21] referem que se a temperatura de uma superfície for inferior a 300 °C, e esta se situar num local que se encontre à temperatura ambiente, as emissividades não podem ser obtidas ou serão pouco exactas. Os autores referem que a reflexão da radiação ambiente por parte da superfície contamina as medidas e que, para que esta reflexão não prejudique as medidas de emissividades, o ambiente tem de ser arrefecido, por exemplo, colocando um invólucro arrefecido com azoto liquido a envolver a superfície.

Em 1988, Hansen et al. [22] realizaram medições de emissividade espectral em metais com reflexão especular com temperatura conhecida. O sistema definido pelos autores consiste na utilização de um laser, com um determinado comprimento de onda, que é apontado ao metal, sendo que a intensidade e ângulo de reflexão do laser

serão obtidos por detectores de intensidade de polarização, possibilitando a medição da emissividade do metal referido.

Tsai et al. [20] realizaram um estudo sobre a exactidão de diversos algoritmos no cálculo da compensação de emissividades através da técnica de duplo comprimento de onda para medição de temperaturas. Estes autores concluíram que diferentes métodos podem ser melhores consoante as diferentes condições e superfícies, no entanto, apenas foram consideradas superfícies com temperaturas superiores a 600 K.

Tago et al. [23] desenvolveram uma técnica de termometria a quatro cores. Esta técnica de medição de temperaturas e emissividades com uma camara térmica e quatro filtros de bandas possibilita, segundo os autores, uma precisão superior à técnica de duas cores ou duplo comprimento de onda.

Copa e Consorti [24] realizaram um estudo com o objectivo de calcular os efeitos das temperaturas das superfícies que rodeiam superfícies cuja emissividade deseja ser medida. Este estudo visou verificar a diferença que as superfícies a diversas temperaturas, na envolvente da superfície cuja emissividade se deseja medir, causam na medição de emissividades de superfícies de aço inoxidável e titânio a temperaturas superiores a 900 K. Foi concluído que, em determinadas situações, o efeito da reflexão da radiação emitida pelas superfícies da envolvente por parte da superfície medida é considerável e não pode ser negligenciado.

Madura et al. [25] definiram um algoritmo que permite a utilização de três gamas de comprimentos de onda no cálculo de temperaturas e emissividades. Este algoritmo tem o intuito de possibilitar a utilização de pirómetros de triplo comprimento de onda. Os autores referem que estes pirómetros são mais exactos que os pirómetros de duplo comprimento de onda; no entanto, para temperaturas perto da temperatura ambiente, os pirómetros de triplo comprimento de onda, tal como os pirómetros de duplo comprimento de onda, apresentam pouca exactidão, pelo mesmo motivo apresentado anteriormente.

Campo et al. [26] testaram a exactidão de diferentes métodos de medição de emissividades, desde um método, segundo o qual, a componente da radiação da envolvente que é reflectida pela superfície é negligenciada até a um método, segundo o qual, existe uma envolvente de temperatura conhecida e emissividade aparente de valor aproximadamente unitário. Foram realizadas diversas simulações para diversas temperaturas e foi concluído que uma diferença de temperaturas maior (entre a envolvente e a superfície que se deseja medir), conjugada com a utilização de uma envolvente com temperatura controlada e emissividade aparente unitária traduz-se em resultados muito mais exactos, com erros muito inferiores às restantes técnicas.

6. Metodologia

Neste capítulo é exposta a metodologia utilizada para o cálculo da emissividade de superfícies através do uso de pirômetros de duplo comprimento de onda, método não intrusivo, abordado no capítulo anterior, bem como os pressupostos considerados para o efeito. Será, também, abordada a forma como será implementado o método de Monte Carlo para o cálculo do erro inerente ao sistema proposto.

6.1. Pirómetro de duplo comprimento de onda

A equação 4.2, que traduz o funcionamento de um pirómetro infravermelho, apresenta as variáveis ε_s , λ_1 , λ_2 , T_a , T_s , e T . Os comprimentos de onda λ_1 e λ_2 são características dos sensores e T é a temperatura lida pelo mesmo (pressupõe-se que $\varepsilon = 1$ quando $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ e que $\varepsilon = 0$ para os restantes valores de λ , onde ε é a emissividade do sensor e λ o comprimento de onda da radiação). A temperatura T_s e a emissividade ε_s são propriedades da superfície para medição, sendo, em princípio, valores desconhecidos. Uma vez que a equação 4.2 é baseada num sistema em que a envolvente tem emissividade unitária, é necessário a criação de uma envolvente ao sistema com esta característica. Desta forma, a utilização de um invólucro com temperatura (T_a) conhecida e emissividade unitária torna-se pertinente. Uma aproximação a este valor de emissividade para a envolvente é possível, considerando a equação 2.14. Desta forma, são, apenas, incógnitas as variáveis ε_s e T_s , sugerindo um sistema com duas equações linearmente independentes seria suficiente para obter ε_s e T_s , implicando a utilização de dois sensores com gamas de comprimento de onda diferentes. É necessário, também, considerar cinzentas as superfícies cujas emissividades se pretende medir, garantindo-se, desta forma, que o valor de ε_s é o mesmo para dois sensores. A superfície da envolvente, pelo menos na gama dos infravermelhos, considerar-se-á aproximadamente um corpo negro. Estas superfícies, que são opacas, serão também aproximadas a superfícies difusas. Desta forma, o valor de ε_s será constante em todos os comprimentos de onda considerados e a transmissividade da superfície será nula ($\tau_s = 0$). De acordo com a Lei de Kirchhoff (capítulo 2), a absortividade das superfícies apresentará valor igual ao da emissividade ($\alpha_s = \varepsilon_s$); consequentemente, a reflectividade das superfícies terá valor

igual à diferença entre a unidade e o valor da emissividade da superfície ($\rho_s = 1 - \varepsilon_s$), de acordo com as equações 2.11 e 2.12. Como foi referido, existem duas incógnitas (ε_s e T_s), sendo como tal necessários dois sensores, o que leva a um sistema de duas equações, sendo a equação 4.2 a base das duas equações referidas:

$$\left\{ \begin{array}{l} (1 - \varepsilon_s) \int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_a} - 1 \right)} + \varepsilon_s \int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_s} - 1 \right)} = \\ = \int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T'} - 1 \right)} \end{array} \right. \quad \text{(Equação 6.1a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (1 - \varepsilon_s) \int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_a} - 1 \right)} + \varepsilon_s \int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_s} - 1 \right)} = \\ = \int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T''} - 1 \right)} \end{array} \right. \quad \text{(Equação 6.1b)}$$

Resolvendo o sistema em ordem a ε_s obtém-se:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_s = \frac{\int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T'} - 1 \right)} - \int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_a} - 1 \right)}}{\int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_s} - 1 \right)} - \int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_a} - 1 \right)}} \end{array} \right. \quad \text{(Equação 6.2a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_s = \frac{\int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T''} - 1 \right)} - \int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_a} - 1 \right)}}{\int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_s} - 1 \right)} - \int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T_a} - 1 \right)}} \end{array} \right. \quad \text{(Equação 6.2b)}$$

onde T' e T'' são as temperaturas lidas pelos sensores, sendo λ'_1 e λ'_2 os limites da gama de comprimentos de onda de um sensor e λ''_1 e λ''_2 os limites da gama de comprimentos de onda do outro sensor.

Uma vez que parte deste trabalho é considerar o erro associado aos pirómetros, pode-se considerar uma superfície com características conhecidas (i.e. emissividade ε_s e temperatura T_s) e obter-se os valores teóricos de temperaturas que os pirómetros mediriam (equação 4.2), podendo-se, posteriormente, inserido um erro nestes valores de temperatura para se poder verificar o erro resultante nas leituras de ε_s e T_s .

Considerando o sistema de equações apresentado nas equações 6.2, é possível determinar numericamente os valores de T' e de T'' , sabendo-se os valores de ε_s e T_s , utilizando-se o método de Levenberg-Marquardt para resolver equações não lineares e o método de quadratura adaptativa de Simpson para resolver os integrais [27, 28, 29].

Por exemplo, se forem considerados para ε_s , T_s , T_a , λ'_1 , λ''_1 , λ'_2 e λ''_2 da equação 6.2, respectivamente, os valores 0,8, 350 K, 200 K, 5 μm , 10 μm , 15 μm , e 20 μm , obtêm-se, respectivamente, os valores de 336,7 K e 326,9 K para as temperaturas teóricas dos pirómetros T' e T'' , correspondendo às temperaturas que os pirómetros apresentariam para este sistema se os mesmos não tivessem um erro inerente associado.

6.2. Método de Monte Carlo

As leituras de temperaturas através de pirómetros são contaminadas com um erro inerente aos sensores. Desta forma tem que se considerar este erro na execução deste trabalho. Considerando as temperaturas ideais teóricas que os pirómetros apresentariam no caso do erro dos mesmos ser nulo, i.e. T' e T'' , e afectando a cada um destes valores um erro (erro do sensor), obtém-se, através da equação 6.2 um valor de emissividade afectado pelos erros de leitura dos pirómetros. Considerando-se uma distribuição de temperaturas, correspondendo ao erro associado a cada pirómetro, pode-se obter a distribuição resultante da emissividade ε_s , afectadas pelos erros dos sensores.

Neste trabalho, considerar-se-á uma distribuição rectangular para o erro de cada pirómetro, sendo o erro um valor absoluto. Por exemplo, se um pirómetro apresentar

um erro de $\pm 0,5$ K, será definida uma distribuição rectangular de números aleatórios compreendidos entre $-0,5$ e $+0,5$ K. Será adicionado a esta distribuição, o valor da temperatura ideal do pirómetro, de modo a se obter uma distribuição válida para as temperaturas lidas pelo pirómetro com o erro referido, i.e. o valor ideal de temperatura do pirómetro será afectado de erro tendo em conta as probabilidades do mesmo.

Como foi referido anteriormente, para que o erro inerente ao método de Monte Carlo seja igual ou inferior a 1 %, é necessário um total de 10000 simulações (equação 3.1). Desta forma, é necessário criar uma distribuição com 10000 valores de temperaturas, afectadas de erro para cada pirómetro. Assim, podem-se efectuar 10000 simulações de emissividades, tendo em conta as temperaturas ideais dos pirómetros e o erro inerente à leitura de temperatura por parte de cada pirómetro.

Estas 10000 simulações formam uma distribuição aproximada de uma distribuição Gaussiana ou normal. Desta forma é possível considerar-se que o valor da emissividade lida pelos pirómetros pode ser definido pela seguinte expressão:

$$\bar{\varepsilon} \pm (2\sigma) \quad (\text{Equação 6.3})$$

Onde $\bar{\varepsilon}$ é o valor médio e σ é o valor do desvio padrão da distribuição. Considerando o intervalo de valores referido (equação 6.3), obtém-se uma probabilidade de 95 % dos valores possíveis, descartando apenas os mais discrepantes.

De seguida será apresentado um exemplo do método utilizado, considerando que ε_s , T_s , T_a , λ'_1 , λ''_1 , λ'_2 e λ''_2 têm, respectivamente, valor igual a 0,8, 350 K, 200 K, 5 μm , 10 μm , 15 μm , e 20 μm e que o erro (e_T) de ambos os pirómetros é de $\pm 0,5$ K.

Neste caso a média das simulações ($\bar{\varepsilon}$) tem como valor 0,8, e o valor do desvio padrão (σ) é de 0,0073. Deste modo a emissividade que se obteria com as condições referidas seria de $0,8 \pm 0,015$, abrangendo 95% dos resultados possíveis. No entanto deve-se ter em atenção que a temperatura da envolvente considerada é de 200 K. O efeito desta temperatura nos resultados será explicado em seguida.

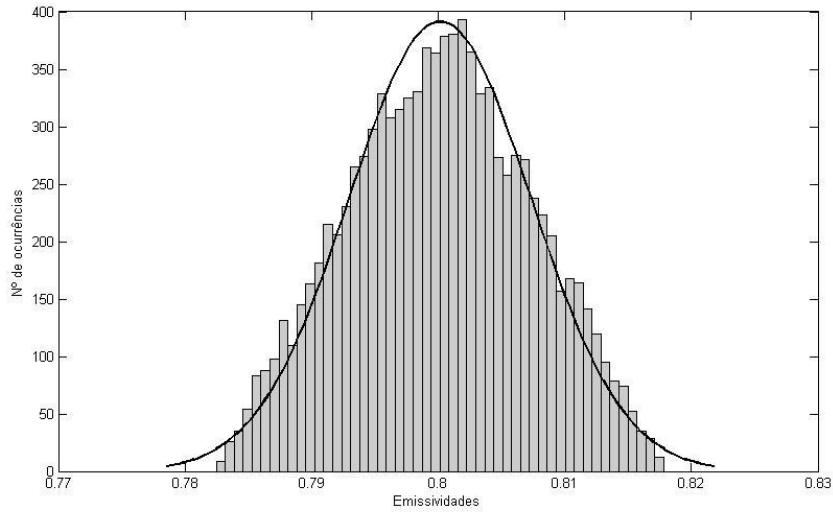


Figura 6.1 - Exemplo da utilização do método de Monte Carlo.

6.3. Influência da temperatura ambiente

Uma vez que um sensor de radiação recebe radiação emitida e reflectida por uma superfície, se esta superfície estiver à mesma temperatura que a envolvente, é impossível, com base nos dados obtidos pelo sensor, definir a emissividade real da superfície em questão (secção 2) [12]. Ou seja, se $T_a = T_s = T$ a equação 6.2 reduz-se a:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_s = \frac{\int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T'} - 1 \right)} - \int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1 \right)}}{\int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T'} - 1 \right)} - \int_{\lambda=\lambda'_1}^{\lambda'_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1 \right)}} \end{array} \right. \quad \text{(Equação 6.4a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_s = \frac{\int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T''} - 1 \right)} - \int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1 \right)}}{\int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T''} - 1 \right)} - \int_{\lambda=\lambda''_1}^{\lambda''_2} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1 \right)}} \end{array} \right. \quad \text{(Equação 6.4b)}$$

Desta forma, a equação 6.4 é indeterminada, uma vez que o resultado dos denominadores nas duas equações é nulo. Para se entender o motivo desta indeterminação, pode-se verificar que chegaria aos pirómetros emissão e reflexão de radiação proveniente de temperaturas iguais, não sendo possível a separação da energia emitida e reflectida, qualquer que fosse o número de pirómetros utilizados. A emissividade resultante do sistema de pirómetros utilizado teria um valor aparente unitário ($\varepsilon_s = 1$), pois ambos os pirómetros leriam a temperatura correcta da superfície, i.e. $T' = T'' = T$.

Com o auxílio do método de Monte Carlo é possível simular o efeito da temperatura da envolvente (T_a), no cálculo da emissividade de uma superfície. Deste modo, a título de exemplo, será considerado que os valores de ε_s , T_s , λ'_1 , λ''_1 , λ'_2 e λ''_2 são, respectivamente, iguais a 0,8, 350 K, 5 μm , 10 μm , 15 μm , e 20 μm , que o erro de ambos os pirómetros é de $\pm 0,5$ K e que T_a varia entre 0 K e 600 K, exceptuando o valor de 300 K, devido à indeterminação referida anteriormente. Neste caso, por ser apenas ilustrativo, apenas serão efectuadas 100 simulações para cada valor de T_a , o que significa, segundo a equação 3.1, que o erro inerente ao método de Monte Carlo é de 10 %.

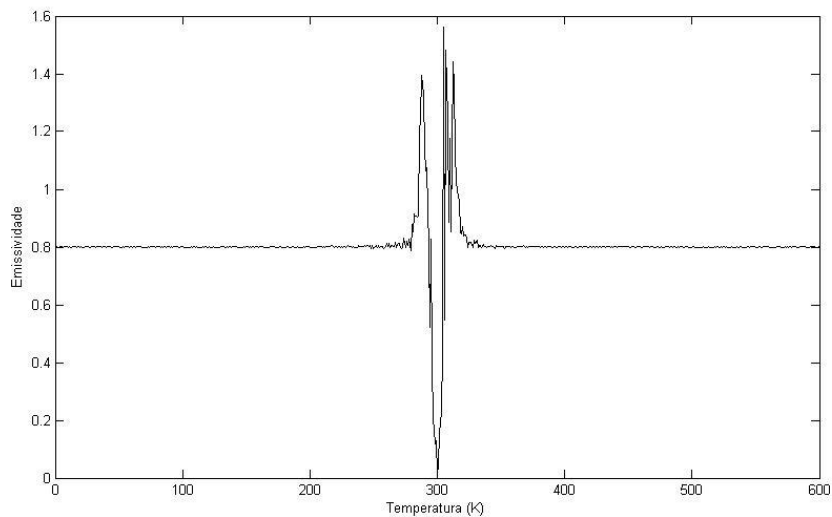


Figura 6.2 - Médias resultante da simulação de diversos valores de T_a .

Na figura 6.2 é demonstrado que as médias de emissividades obtidas nas simulações podem ser incorrectas para temperaturas da envolvente perto da temperatura da

superfície a medir. Pode-se verificar que, embora o valor das emissividades não possa ser superior à unidade, do sistema simulado, resultam emissividades superiores à unidade. Isto deve-se a que as temperaturas T' e T'' sejam simuladas com um determinado erro que, desta forma, torne a temperatura que deveria ser inferior na temperatura superior. Por exemplo, se $T' - T'' \geq 0$ K e $T' - T'' < 0,5$ K, sendo o erro simulado 0,5 K, pode-se dar o caso de, nas simulações $T'' > T'$, o que se pode traduzir numa emissividade superior à unidade, o qual é fisicamente impossível.

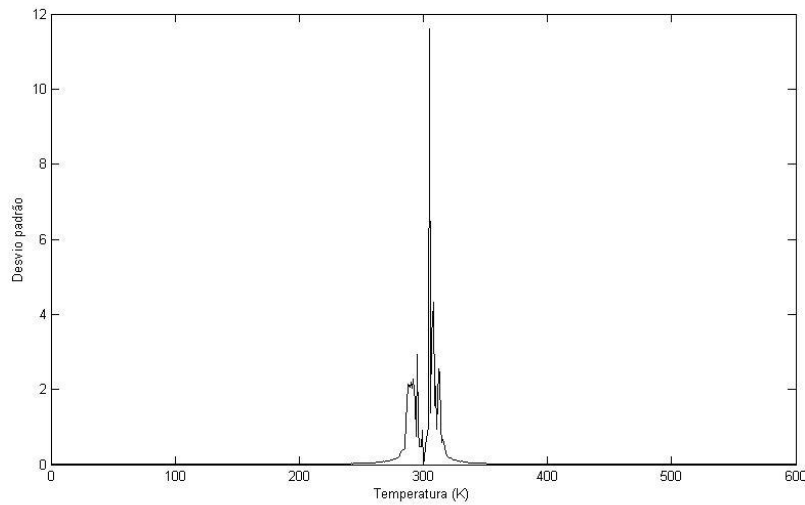


Figura 6.3 - Desvios Padrão resultantes da simulação de diversos valores de T_a .

Na figura 6.3 é demonstrado que os desvios padrão das emissividades obtidas nas simulações pode ser incorrecta para temperaturas da envolvente perto da temperatura da superfície a medir.

Na figura 6.4 é demonstrado que o erro é superior quando a diferença $|T_a - T_s|$ é inferior. Verifica-se que o valor do desvio padrão, valor que pode definir o erro do sistema, de acordo com a equação 6.3, tem um grande peso em relação à média para temperaturas T_a mais próximas de T_s . Deve-se ter em atenção que se a média das simulações é discrepante em relação à emissividade simulada, a equação 6.3 não pode ser utilizada, e considera-se que com o sistema simulado não se obtêm resultados correctos.

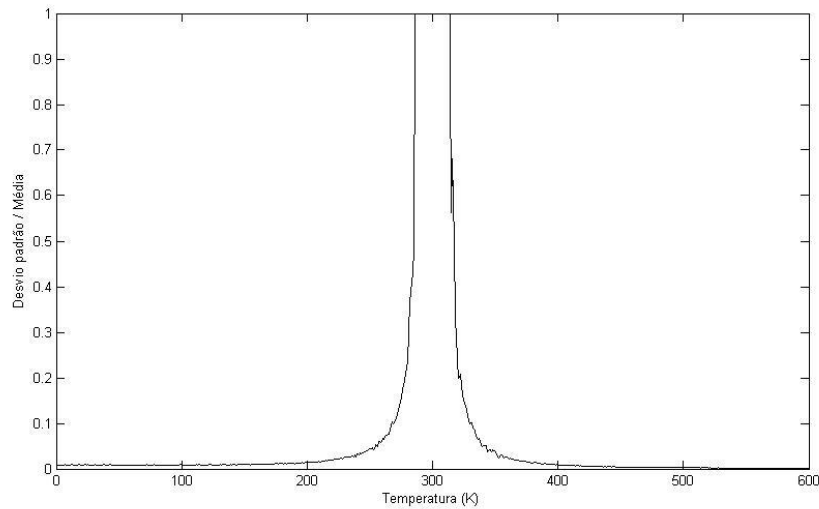


Figura 6.4 - Desvios Padrão sobre Médias resultantes da simulação de diversos valores de T_a .

Pode-se observar que nas figuras 6.2 a 6.4 obtêm-se resultados mais estáveis e correctos se a diferença entre T_a e T_s for grande, ou seja que a temperatura da envolvente é muito relevante no sistema de simulações proposto neste trabalho.

6.4. Sistema proposto

O sistema proposto, neste trabalho, para obtenção de emissividades, consiste numa cápsula ou invólucro com temperatura da superfície interior (temperatura da envolvente, T_a) inferior à temperatura da superfície que se deseja medir (T_s). Neste trabalho, a temperatura da envolvente é considerada não superior a 273 K (cerca de 0 °C), a qual equivale à temperatura de congelação da água à pressão atmosférica. A temperatura T_a é medida por um ou mais termopares. A temperatura T_s é considerada não inferior a 300 K (cerca de 23 °C, de modo que uma diferença razoável entre T_s e T_a seja estabelecida, o qual é necessária para o bom funcionamento do sistema, como foi referido anteriormente, na secção 6.3. Desta forma será simulado o caso mais complexo no que toca às temperaturas T_s e T_a consideradas, que é o caso em que a diferença entre estas temperaturas é menor ou seja $T_s = 300$ K e $T_a = 273$ K.

Serão utilizados dois pirómetros de infravermelhos com gamas de comprimento de onda diferentes, de modo ser possível a utilização da equação 6.2. A área de superfície

da envolvente será muito maior que a área de abertura da cápsula, de modo a se obter, segundo a equação 2.14, uma emissividade aparente da envolvente de valor aproximado ao unitário. A figura 6.5 é um esquema do sistema referido.

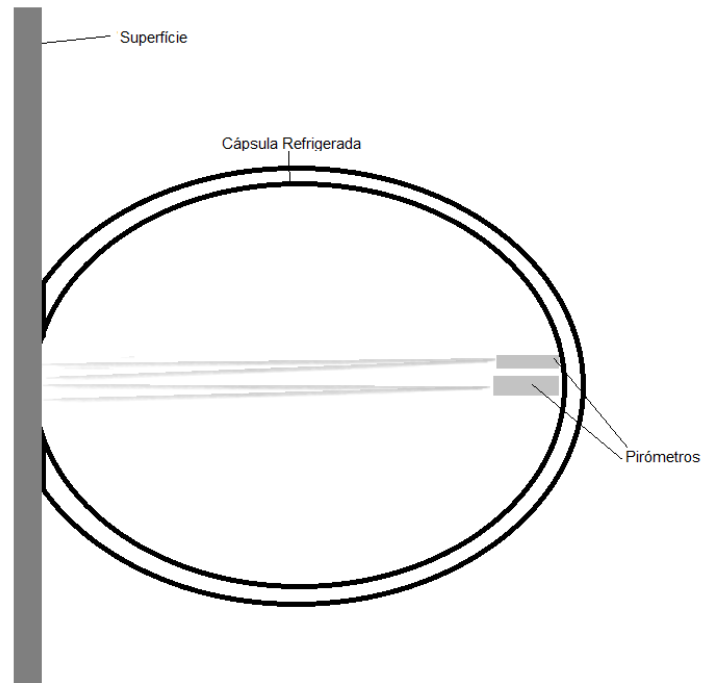


Figura 6.5 - Sistema de obtenção de emissividades aplicado a uma superfície.

Serão considerados diversos valores para os limites das gamas de comprimento de onda dos dois sensores: λ'_1 , λ''_1 , λ'_2 e λ''_2 , onde λ'_1 e λ''_1 são os limites inferiores do comprimento de onda de cada um dos dois sensores, respectivamente, e λ'_2 e λ''_2 os respectivos limites superiores. Os valores de λ'_1 , λ'_2 , λ''_1 e λ''_2 serão testados para diversas gamas de comprimento de onda, de modo a que se encontre um conjunto de duas gamas de radiação que diminua o erro final da emissividade. Estas gamas de comprimentos de onda serão definidas, tendo por base o cálculo do poder emissivo de um corpo negro à temperatura de 300 K e a definição de 5 comprimentos de onda, cujos intervalos possuam aproximadamente igual poder emissivo. Pode-se verificar através da figura 6.6 que não é necessário considerar a radiação infravermelha fora da gama de comprimentos de onda compreendida entre 2 μm e 40 μm , uma vez que o poder emissivo tem valor insignificante face ao poder emissivo compreendido entre 2 μm e 40 μm .

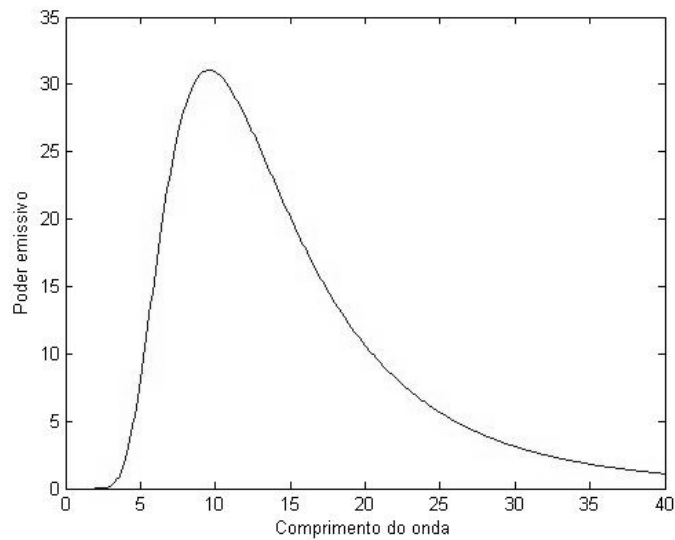


Figura 6.6 - Poder emissivo espectral ($\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$) de um corpo negro à temperatura de 300 K em função do comprimento de onda (μm).

Os cinco comprimentos de onda considerados, arredondados à unidade, são 2, 8, 11, 15, 20 e 40 μm . Estes valores foram calculados de forma que o poder emissivo compreendido entre dois comprimentos de onda consecutivos fosse cerca de 20 % do poder emissivo entre 2 μm e 40 μm . A figura 6.7 ilustra a percentagem do poder emissivo calculado para as várias gamas de comprimento de onda face ao poder emissivo de um corpo negro a 300 K. Pode-se observar que, devido ao arredondamento efectuado, as gamas de comprimento de onda não contêm exactamente 20 % do poder emissivo do corpo negro a 300 K entre 2 μm e 40 μm .

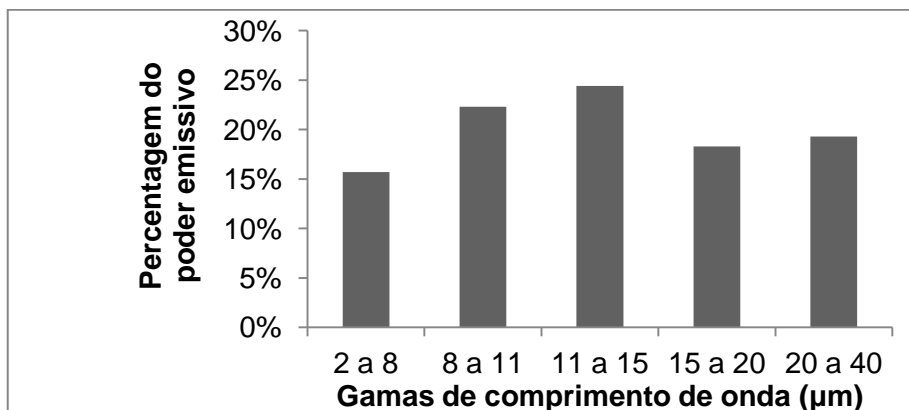


Figura 6.7 - Percentagem do poder emissivo para as diferentes gamas de comprimento de onda (2 μm a 40 μm) face ao poder emissivo de um corpo negro a 300 K.

A partir destes cinco comprimentos de onda serão considerados 20 conjuntos de duas gamas de radiação diferentes, de acordo com as tabelas 6.1 a 6.4, que representam intervalos de aproximadamente 20 %, 40 %, 60 % e 80 % do poder emissivo de um corpo negro a 300 K. A Tabela 6.5 é o resumo das tabelas 6.2 a 6.4.

Tabela 6.1 - Gamas de comprimentos de onda – intervalos de aproximadamente 20 % do poder emissivo (corpo negro a 300 K).

$\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$	2 → 8	8 → 11	11 → 15	15 → 20	20 → 40
2 → 8	✗	✓	✓	✓	✓
8 → 11	✗	✗	✓	✓	✓
11 → 15	✗	✗	✗	✓	✓
15 → 20	✗	✗	✗	✗	✓
20 → 40	✗	✗	✗	✗	✗

Tabela 6.2 - Gamas de comprimentos de onda – intervalos de aproximadamente 40 % do poder emissivo (corpo negro a 300 K).

$\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$	2 → 11	8 → 15	11 → 20	15 → 40
2 → 11	✗	✓	✓	✓
8 → 15	✗	✗	✓	✓
11 → 20	✗	✗	✗	✓
15 → 40	✗	✗	✗	✗

Tabela 6.3 - Gamas de comprimentos de onda - intervalos de aproximadamente 60 % do poder emissivo (corpo negro a 300 K).

$\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$	2 → 15	8 → 20	11 → 40
2 → 15	✗	✓	✓
8 → 20	✗	✗	✓
11 → 40	✗	✗	✗

Tabela 6.4 - Gamas de comprimentos de onda - intervalos de aproximadamente 80 % do poder emissivo (corpo negro a 300 K).

$\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$	$2 \rightarrow 20$	$8 \rightarrow 40$
$2 \rightarrow 20$	✗	✓
$8 \rightarrow 40$	✗	✗

Tabela 6.5 - Resumo das gamas de comprimentos de onda definidas.

λ'_1	2	2	2	2	8	8	8	11	11	15	2	2	2	8	8	11	2	2	8	2
λ'_2	8	8	8	8	11	11	11	15	15	20	11	11	11	15	15	20	15	15	20	20
λ''_1	8	11	15	20	11	15	20	15	20	20	8	11	15	11	15	15	8	11	11	8
λ''_2	11	15	20	40	15	20	40	20	40	40	15	20	40	20	40	40	20	40	40	40

Serão simuladas diferentes gamas de comprimento de onda para os pirómetros, de acordo com a tabela 6.5. Serão, também, simulados diferentes erros para os pirómetros, de modo a se obter um erro final para a emissividade não superior a 0,01. Considera-se que o erro da emissividade tem o valor de 2σ , de acordo com a equação 6.3.

7. Simulações de gamas de comprimentos de onda

Neste capítulo são apresentados os resultados das simulações, realizadas no *software* Matlab, bem como as informações relevantes provenientes das mesmas.

Neste trabalho simula-se um sistema de obtenção de emissividades a baixas temperaturas. O objectivo é obterem-se leituras de emissividades arredondadas às centésimas, cujo erro (e_ϵ) não seja superior a $\pm 0,01$.

7.1. Condições de simulação

O objectivo deste trabalho é medir emissividades de materiais de revestimento de construção civil. Desta forma, tem todo o interesse considerar-se temperaturas superficiais T_s que se atinjam sem o auxílio de aquecimento ou arrefecimento da superfície a medir. O valor de T_s foi fixado em 300 K, o que é uma temperatura típica ambiente. A temperatura T_a não pode ter o mesmo valor que a temperatura T_s , como foi referido no capítulo 6; deste modo, o valor definido para T_a é de 273 K, que é, aproximadamente, a temperatura de congelamento da água. É importante reafirmar que quanto maior for a diferença entre T_s e T_a melhores serão os resultados das simulações. Os valores limite das gamas de comprimento de onda foram definidos no capítulo 6 e são ilustrados pelas figuras 6.6 e 6.7.

Numa primeira análise foram considerados os seguintes dados (resultando num conjunto de 80 simulações):

- temperatura da envolvente – $T_a = 273\text{ K}$;
- emissividades – $\epsilon_s = 0,7$, $\epsilon_s = 0,8$, $\epsilon_s = 0,9$ e $\epsilon_s = 0,95$;
- temperatura da superfície – $T_s = 300\text{ K}$;
- erro dos dois sensores – $e_T = e_1 = e_2 = \pm 0,1\text{ K}$;
- gamas de comprimentos de onda – $\lambda'_1 \rightarrow \lambda'_2$ e $\lambda''_1 \rightarrow \lambda''_2$, de acordo com a tabela 6.5.

7.2. Resultados e discussão

Obtiveram-se a emissividade medida média ($\bar{\varepsilon}$), o desvio padrão (σ) e o valor máximo e mínimo, considerando a média afectada de duas vezes o desvio padrão ($\bar{\varepsilon}_{\text{máx}}$ e $\bar{\varepsilon}_{\text{mín}}$, respectivamente, segundo a equação 6.3). Os resultados obtidos são apresentados na tabela 7.1.

Tabela 7.1 - Resultados das simulações de gama de comprimentos de onda.

N.º	e_T (K)	ε_s	λ'_1 (μm)	λ'_2 (μm)	λ''_1 (μm)	λ''_2 (μm)	$\bar{\varepsilon}$	σ	$\bar{\varepsilon}_{\text{mín}}$	$\bar{\varepsilon}_{\text{máx}}$
1	0,10	0,70	2	8	8	11	0,70	0,029	0,64	0,76
2	0,10	0,70	2	8	11	15	0,70	0,020	0,66	0,74
3	0,10	0,70	2	8	15	20	0,70	0,016	0,67	0,73
4	0,10	0,70	2	8	20	40	0,70	0,014	0,67	0,73
5	0,10	0,70	8	11	11	15	0,70	0,058	0,59	0,82
6	0,10	0,70	8	11	15	20	0,70	0,034	0,63	0,77
7	0,10	0,70	8	11	20	40	0,70	0,026	0,65	0,75
8	0,10	0,70	11	15	15	20	0,71	0,088	0,53	0,89
9	0,10	0,70	11	15	20	40	0,70	0,048	0,61	0,80
10	0,10	0,70	15	20	20	40	0,72	0,114	0,49	0,95
11	0,10	0,70	2	11	8	15	0,70	0,040	0,62	0,78
12	0,10	0,70	2	11	11	20	0,70	0,026	0,65	0,75
13	0,10	0,70	2	11	15	40	0,70	0,020	0,66	0,74
14	0,10	0,70	8	15	11	20	0,71	0,073	0,56	0,85
15	0,10	0,70	8	15	15	40	0,70	0,039	0,62	0,78
16	0,10	0,70	11	20	15	40	0,71	0,088	0,53	0,88
17	0,10	0,70	2	15	8	20	0,70	0,052	0,60	0,81
18	0,10	0,70	2	15	11	40	0,70	0,031	0,64	0,76
19	0,10	0,70	8	20	11	40	0,71	0,076	0,55	0,86
20	0,10	0,70	2	20	8	40	0,70	0,056	0,59	0,81
21	0,10	0,80	2	8	8	11	0,80	0,031	0,74	0,86
22	0,10	0,80	2	8	11	15	0,80	0,020	0,76	0,84
23	0,10	0,80	2	8	15	20	0,80	0,016	0,77	0,83
24	0,10	0,80	2	8	20	40	0,80	0,014	0,77	0,83
25	0,10	0,80	8	11	11	15	0,80	0,059	0,69	0,92
26	0,10	0,80	8	11	15	20	0,80	0,035	0,73	0,87
27	0,10	0,80	8	11	20	40	0,80	0,026	0,75	0,85
28	0,10	0,80	11	15	15	20	0,81	0,088	0,63	0,99
29	0,10	0,80	11	15	20	40	0,80	0,049	0,71	0,90
30	0,10	0,80	15	20	20	40	0,81	0,113	0,59	1,04
31	0,10	0,80	2	11	8	15	0,80	0,041	0,72	0,88
32	0,10	0,80	2	11	11	20	0,80	0,026	0,75	0,85
33	0,10	0,80	2	11	15	40	0,80	0,020	0,76	0,84
34	0,10	0,80	8	15	11	20	0,81	0,074	0,66	0,95
35	0,10	0,80	8	15	15	40	0,80	0,039	0,72	0,88
36	0,10	0,80	11	20	15	40	0,81	0,088	0,63	0,99
37	0,10	0,80	2	15	8	20	0,80	0,054	0,70	0,91

N.º	e_T (K)	ε_s	λ'_1 (μm)	λ'_2 (μm)	λ''_1 (μm)	λ''_2 (μm)	$\bar{\varepsilon}$	σ	$\bar{\varepsilon}_{\text{mín}}$	$\bar{\varepsilon}_{\text{máx}}$
38	0,10	0,80	2	15	11	40	0,80	0,031	0,74	0,86
39	0,10	0,80	8	20	11	40	0,81	0,077	0,65	0,96
40	0,10	0,80	2	20	8	40	0,80	0,056	0,69	0,92
41	0,10	0,90	2	8	8	11	0,90	0,032	0,84	0,97
42	0,10	0,90	2	8	11	15	0,90	0,020	0,86	0,94
43	0,10	0,90	2	8	15	20	0,90	0,017	0,87	0,93
44	0,10	0,90	2	8	20	40	0,90	0,014	0,87	0,93
45	0,10	0,90	8	11	11	15	0,90	0,060	0,78	1,02
46	0,10	0,90	8	11	15	20	0,90	0,035	0,83	0,97
47	0,10	0,90	8	11	20	40	0,90	0,026	0,85	0,95
48	0,10	0,90	11	15	15	20	0,91	0,089	0,73	1,09
49	0,10	0,90	11	15	20	40	0,90	0,049	0,80	1,00
50	0,10	0,90	15	20	20	40	0,91	0,113	0,69	1,14
51	0,10	0,90	2	11	8	15	0,90	0,042	0,82	0,99
52	0,10	0,90	2	11	11	20	0,90	0,027	0,85	0,95
53	0,10	0,90	2	11	15	40	0,90	0,020	0,86	0,94
54	0,10	0,90	8	15	11	20	0,90	0,075	0,75	1,06
55	0,10	0,90	8	15	15	40	0,90	0,040	0,82	0,98
56	0,10	0,90	11	20	15	40	0,91	0,089	0,73	1,09
57	0,10	0,90	2	15	8	20	0,90	0,055	0,79	1,01
58	0,10	0,90	2	15	11	40	0,90	0,032	0,84	0,96
59	0,10	0,90	8	20	11	40	0,91	0,078	0,75	1,06
60	0,10	0,90	2	20	8	40	0,90	0,058	0,79	1,02
61	0,10	0,95	2	8	8	11	0,95	0,032	0,89	1,02
62	0,10	0,95	2	8	11	15	0,95	0,021	0,91	0,99
63	0,10	0,95	2	8	15	20	0,95	0,017	0,92	0,98
64	0,10	0,95	2	8	20	40	0,95	0,015	0,92	0,98
65	0,10	0,95	8	11	11	15	0,95	0,060	0,83	1,07
66	0,10	0,95	8	11	15	20	0,95	0,034	0,88	1,02
67	0,10	0,95	8	11	20	40	0,95	0,027	0,90	1,00
68	0,10	0,95	11	15	15	20	0,96	0,089	0,78	1,13
69	0,10	0,95	11	15	20	40	0,95	0,049	0,85	1,05
70	0,10	0,95	15	20	20	40	0,96	0,112	0,74	1,19
71	0,10	0,95	2	11	8	15	0,95	0,043	0,87	1,04
72	0,10	0,95	2	11	11	20	0,95	0,028	0,90	1,01
73	0,10	0,95	2	11	15	40	0,95	0,021	0,91	0,99
74	0,10	0,95	8	15	11	20	0,95	0,076	0,80	1,11
75	0,10	0,95	8	15	15	40	0,95	0,040	0,87	1,03
76	0,10	0,95	11	20	15	40	0,96	0,089	0,78	1,13
77	0,10	0,95	2	15	8	20	0,95	0,055	0,84	1,06
78	0,10	0,95	2	15	11	40	0,95	0,032	0,89	1,01
79	0,10	0,95	8	20	11	40	0,96	0,079	0,80	1,12
80	0,10	0,95	2	20	8	40	0,95	0,059	0,84	1,07

Pode-se reparar que na coluna $\bar{\varepsilon}_{\text{máx}}$ são exibidas emissividades superiores a 1; isto deve-se ao facto do erro que afecta as temperaturas lidas pelos sensores ser grande, o

que leva a que a equação 6.4 devolva este tipo de resultados. Nestes casos dever-se-á igualar a 1 o valor da emissividade, uma vez que é impossível existir emissividades superiores à unidade.

Evidenciados na tabela 7.1 estão as simulações número 4, 24, 44 e 64 que apresentam os valores mais baixos do desvio padrão (σ). Seguidamente estão representadas as figuras referentes aos histogramas das simulações número 4, 24, 44 e 64 e respectivos gráficos da distribuição normal (figuras 7.1 a 7.4).

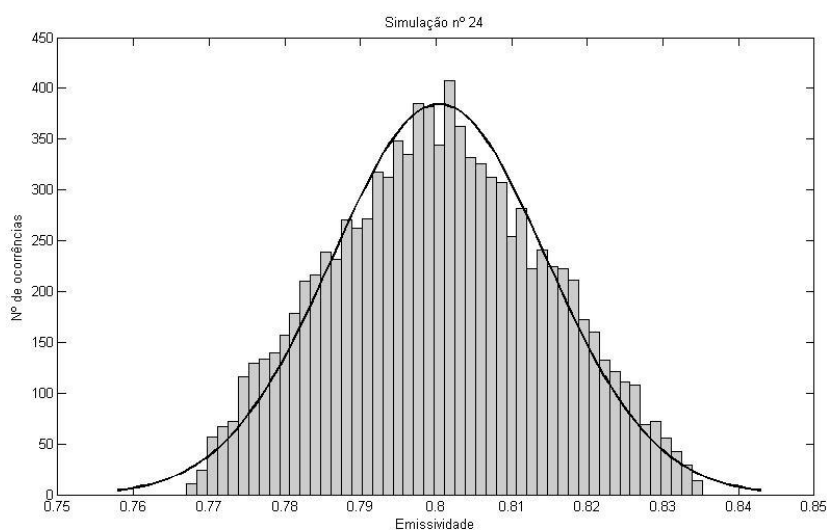


Figura 7.1 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 4.

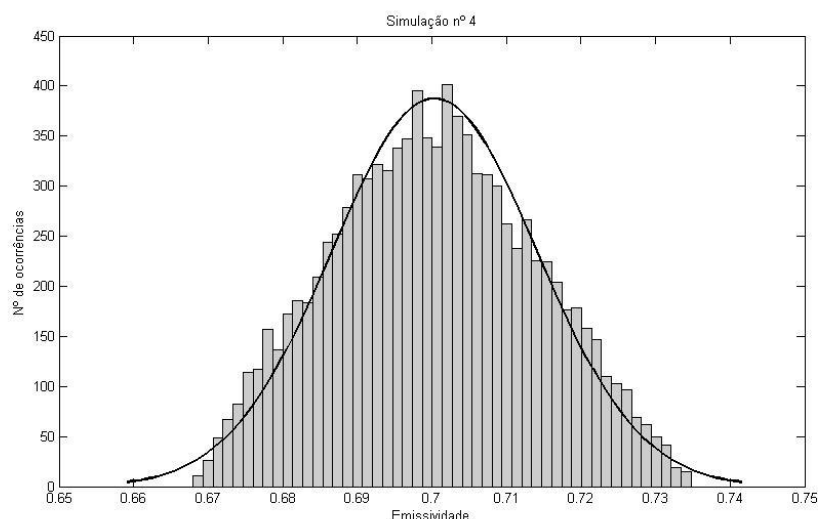


Figura 7.2 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 24.

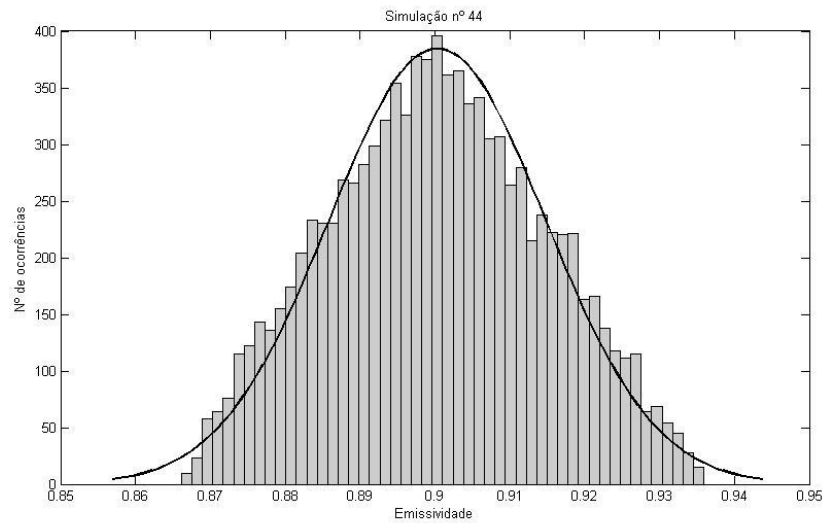


Figura 7.3 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 44.

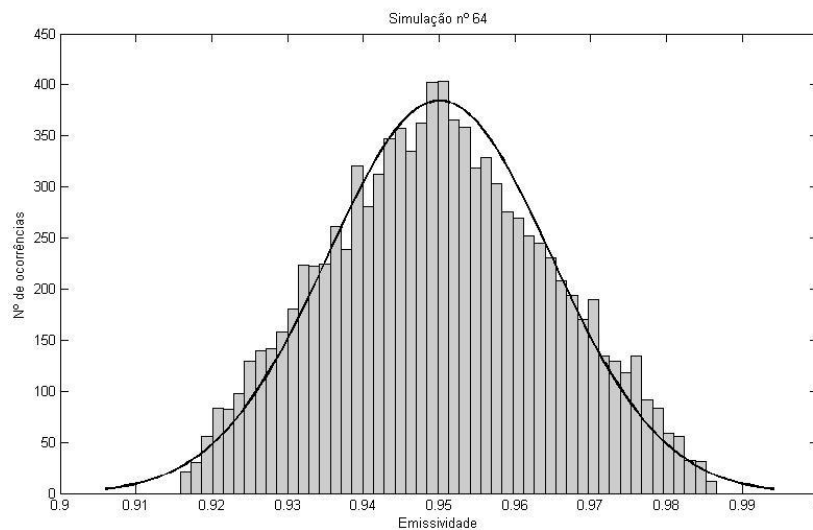


Figura 7.4 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 64.

O desvio padrão é mais baixo, para todos os níveis de emissividade da superfície, quando são simuladas as mesmas gamas de comprimento de onda, ($\lambda'_1 = 2 \mu\text{m}$) \rightarrow ($\lambda'_2 = 8 \mu\text{m}$) e ($\lambda''_1 = 20 \mu\text{m}$) \rightarrow ($\lambda''_2 = 40 \mu\text{m}$). Deve-se ter em atenção que estas gamas de comprimento de onda são as mais afastadas e que englobam as percentagens mais baixas de poder emissivo (20 %). Deste modo, nas simulações que se seguem (capítulo 8), apenas serão considerados estes valores de comprimento de onda.

O erro mínimo para o valor da emissividade (e_ϵ), foi obtido nas simulações evidenciadas na tabela 7.1 (simulações número 4, 24, 44 e 64), e tem valor $\pm 0,03$.

Pode-se verificar que, nas simulações evidenciadas na tabela 7.1, o valor do desvio padrão (σ) é superior quando $\epsilon_s = 0,95$ (simulação número 4); deste modo, apenas este valor de emissividade será considerado nas simulações que se seguem (capítulo 8).

8. Simulações de erro dos pirómetros

8.1. Condições de simulação

Devido às conclusões obtidas no capítulo anterior, realizaram-se novas simulações no *software* Matlab, de modo a ser atingido o objectivo de um erro final inferior a 0,01. Sintetizando, as seguintes simulações foram realizadas, considerando os seguintes dados (resultando num conjunto de 9 simulações):

- temperatura da envolvente – $T_a = 273$ K;
- emissividade – $\varepsilon_s = 0,95$;
- temperatura da superfície – $T_s = 300$ K;
- erro dos sensores: $e_T = e_1 = e_2 = \pm 0,05$ K, $e_T = e_1 = e_2 = \pm 0,03$ K, $e_T = e_1 = e_2 = \pm 0,01$ K;
- gamas de comprimentos de onda: $(\lambda'_1 = 2 \mu\text{m}) \rightarrow (\lambda'_2 = 8 \mu\text{m})$ e $(\lambda''_1 = 20 \mu\text{m}) \rightarrow (\lambda''_2 = 40 \mu\text{m})$.

8.2. Resultados e discussão

Tabela 8.1 - Resultados das simulações de erro dos pirómetros.

N.º	e_n (K)	ε_s	λ'_1 (μm)	λ'_2 (μm)	λ''_1 (μm)	λ''_2 (μm)	$\bar{\varepsilon}_r$	σ	$\bar{\varepsilon}_{r,min}$	$\bar{\varepsilon}_{r,max}$
81	0,09	0,95	2	8	20	40	0,95	0,013	0,92	0,98
82	0,08	0,95	2	8	20	40	0,95	0,012	0,93	0,97
83	0,07	0,95	2	8	20	40	0,95	0,010	0,93	0,97
84	0,06	0,95	2	8	20	40	0,95	0,009	0,93	0,97
85	0,05	0,95	2	8	20	40	0,95	0,007	0,94	0,96
86	0,04	0,95	2	8	20	40	0,95	0,006	0,94	0,96
87	0,03	0,95	2	8	20	40	0,95	0,004	0,94	0,96
88	0,02	0,95	2	8	20	40	0,95	0,003	0,94	0,96
89	0,01	0,95	2	8	20	40	0,95	0,002	0,95	0,95

Como se pode verificar na tabela 8.1, se o erro dos sensores não for superior a $\pm 0,05$ K (simulação número 85), se o valor final da emissividade for arredondado às centésimas, obtém-se um erro máximo de $\pm 0,1$ ($0,96 - 0,95 = 0,1$ ou $0,94 - 0,95 = -0,1$). No entanto, o erro real é o dobro do desvio padrão (σ), de forma a englobar aproximadamente 95% das probabilidades, como foi referido anteriormente. Neste

caso, em relação à simulação número 85, $e_\varepsilon = \pm 0,014$, valor superior ao que foi proposto como objectivo (0,01).

Evidenciado na tabela 8.1, encontra-se a simulação número 87; o desvio padrão (σ) que se obtém nesta simulação tem o valor de 0,004. Deste modo, o erro na obtenção da emissividade (e_ε) é de $\pm 0,08$.

De seguida está representada a figura referente ao histograma da simulação número 87 e respectivo gráfico da distribuição normal (figura 8.1).

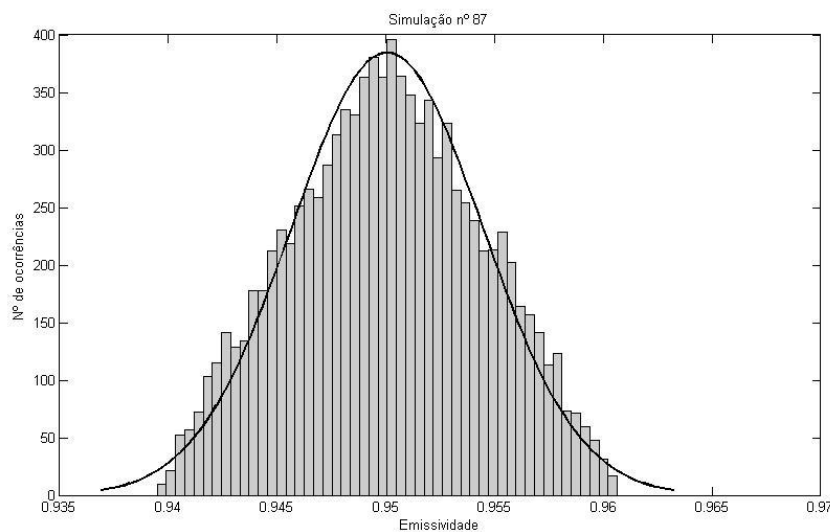


Figura 8.1 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 87.

Conclui-se que para se obter um erro final não superior a $\pm 0,01$ na medição de emissividades de superfícies, através do sistema de medição de emissividades referido são necessárias as seguintes condições:

- $T_a \leq 273 \text{ K}$;
- $T_s \geq 300 \text{ K}$;
- comprimentos de onda dos sensores entre $2 \mu\text{m}$ e $8 \mu\text{m}$ e entre $20 \mu\text{m}$ e $40 \mu\text{m}$;
- $e_T \leq \pm 0,03 \text{ K}$.

Um valor de erro, para os pirómetros, de $\pm 0,03 \text{ K}$ é muito baixo relativamente aos valores de erro típicos encontrados em sensores comerciais, que são da ordem de grandeza de $\pm 0,5 \text{ K}$.

9. Dimensionamento do sistema

Neste capítulo será descrito o sistema simulado, tendo em conta as dimensões e característica do mesmo.

A figura seguinte ilustra o sistema idealizado, doravante denominado duplo pirómetro de baixa temperatura (DPBT).

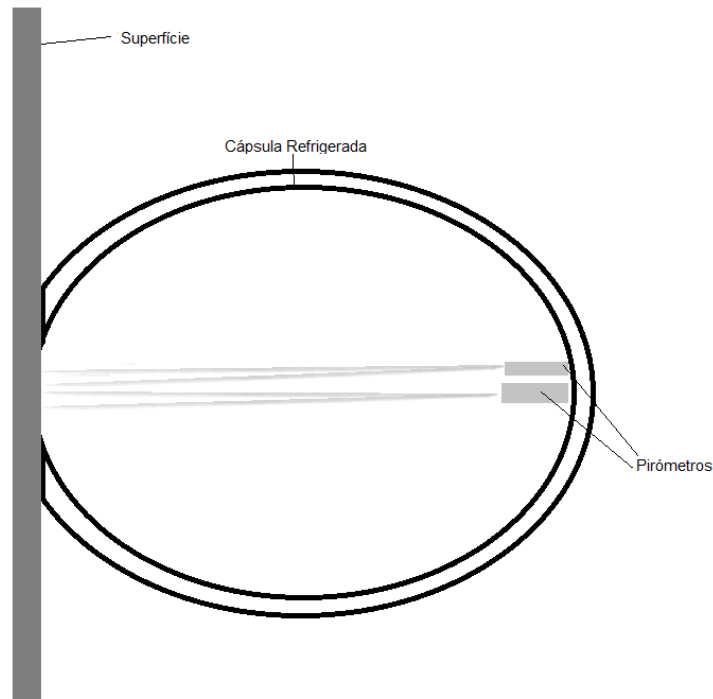


Figura 9.1 - DPBT aplicado a uma superfície.

O sistema DPBT proposto consiste em dois pirómetros com erro absoluto não superior a $\pm 0,03$ K, sendo as gamas de comprimento de onda ($\lambda'_1 = 2 \mu\text{m}$) \rightarrow ($\lambda'_2 = 8 \mu\text{m}$) e ($\lambda''_1 = 20 \mu\text{m}$) \rightarrow ($\lambda''_2 = 40 \mu\text{m}$), como foi concluído nos capítulos 7 e 8, onde se encontram os resultados das simulações efectuadas. Este erro e estas gamas de comprimento de onda garantem um erro final para os resultados do DPBT não superior a 0,01. A temperatura da superfície a medir (T_s) deverá ser não inferior a 300 K e a temperatura da face interior da cápsula (T_a) não deverá ser superior a 273 K, sendo que esta temperatura é, aproximadamente, a temperatura de congelação da água, o que permite que seja facilmente atingível. A temperatura da face interior da cápsula é medida com termopares. Foi concluído que as temperaturas influenciam o erro final do DPBT (capítulo 6). Desta forma foram consideradas as temperaturas referidas como temperaturas limite do DPBT, de forma a ser garantido o erro final

máximo de 0,01 na leitura de emissividades. A emissividade aparente do interior da cápsula tem um valor aproximadamente unitário. Por exemplo, no caso de os pirômetros terem um ângulo de visão de 10° e uma distância de 100 mm, a abertura da cápsula seria um círculo com 17,4 mm de diâmetro, o que corresponde a uma área de abertura (A_o) de 238 mm^2 , partindo do princípio que ambos os pirômetros apontam para o mesmo local. Considerando uma emissividade real desta superfície de 0,9, segundo a equação 2.14, para que a emissividade aparente do interior da cápsula seja de 0,999, a área da superfície interior da cápsula (A_i) terá de ser de 26400 mm^2 .

10. Simulações de temperatura da envolvente

10.1. Condições de simulação

Uma vez que, como foi concluído no capítulo anterior, uma erro de $\pm 0,03$ K para os pirómetros é tecnologicamente inviável, decidiu-se realizar outras simulações, considerando o erro dos pirómetros $\pm 0,5$ K, que é um erro razoável para pirómetros existentes, através da variação da temperatura da envolvente. Sintetizando, as seguintes simulações foram realizadas considerando os seguintes dados:

- temperatura do invólucro – entre 200 K e 390 K;
- emissividade: $\varepsilon_s = 0,95$;
- temperatura da superfície: $T_s = 300$ K;
- erro dos sensores: $e_T = e_1 = e_2 = \pm 0,5$ K;
- gamas de comprimentos de onda: $(\lambda'_1 = 2 \mu\text{m}) \rightarrow (\lambda'_2 = 8 \mu\text{m})$ e $(\lambda''_1 = 20 \mu\text{m}) \rightarrow (\lambda''_2 = 40 \mu\text{m})$.

10.2. Resultados e discussão

Tabela 10.1 - Resultados das simulações de temperatura da envolvente.

N.º	T_a (K)	ε_s	λ'_1 (μm)	λ'_2 (μm)	λ''_1 (μm)	λ''_2 (μm)	$\bar{\varepsilon}_r$	σ	$\bar{\varepsilon}_{r,min}$	$\bar{\varepsilon}_{r,max}$
90	200	0,95	2	8	20	40	0,95	0,008	0,93	0,97
91	210	0,95	2	8	20	40	0,95	0,010	0,93	0,97
92	220	0,95	2	8	20	40	0,95	0,011	0,93	0,97
93	230	0,95	2	8	20	40	0,95	0,014	0,92	0,98
94	240	0,95	2	8	20	40	0,95	0,018	0,91	0,99
95	373	0,95	2	8	20	40	0,95	0,007	0,94	0,96
96	380	0,95	2	8	20	40	0,95	0,006	0,94	0,96
97	390	0,95	2	8	20	40	0,95	0,004	0,94	0,96

Como se pode verificar na tabela 10.1, se a temperatura da envolvente (T_a) for superior a 373 K (simulação número 95) e se o valor final da emissividade for arredondado às centésimas, obtém-se um erro máximo de $\pm 0,1$ ($0,96 - 0,95 = 0,1$ ou $0,94 - 0,95 = -0,1$). No entanto, o erro real é o dobro do desvio padrão (σ), de forma a englobar aproximadamente 95% das probabilidades, como foi referido

anteriormente. Neste caso, em relação à simulação número 95, $e_\varepsilon = \pm 0,014$, valor superior ao que foi proposto como objectivo (0,01).

Evidenciado na tabela 10.1, encontra-se a simulação número 97. O desvio padrão (σ) que se obtém nesta simulação tem o valor de 0,004. Deste modo, o erro na obtenção da emissividade (e_ε) é de $\pm 0,08$. Na Figura 10.1 estão representados os gráficos referentes ao histograma e gráfico da distribuição normal da simulação número 97.

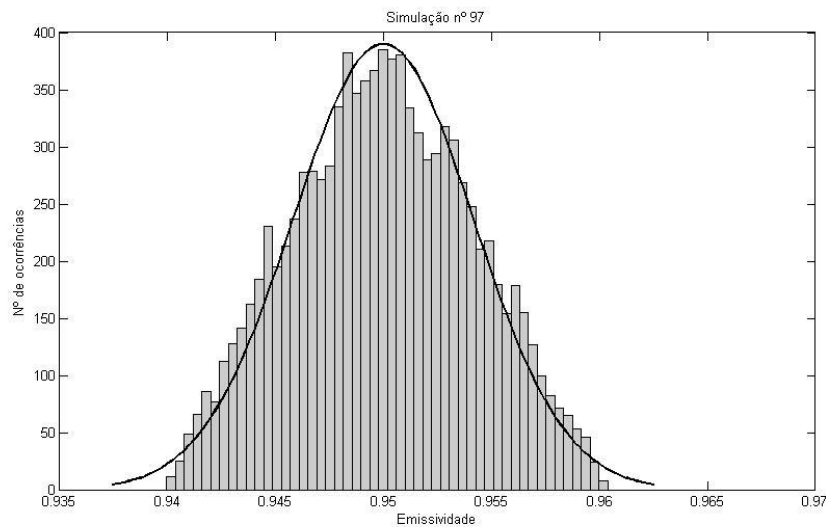


Figura 10.1 - Histograma e curva da distribuição normal da simulação nº 97.

Conclui-se que, para se obter um erro final não superior a $\pm 0,01$ na medição de emissividades de superfícies através do sistema de medição de emissividades referido, são necessárias as seguintes condições:

- $T_a \geq 390 \text{ K}$;
- $T_s \leq 300 \text{ K}$;
- comprimentos de onda dos sensores: $2 \mu\text{m} \rightarrow 8 \mu\text{m}$ e $20 \mu\text{m} \rightarrow 40 \mu\text{m}$;
- $e_T \leq \pm 0,5 \text{ K}$.

Foi concluído, na secção 6.3, que uma maior diferença de temperaturas entre a superfície e a envolvente, traduz-se num erro final mais baixo. Desta forma, uma vez que a temperatura de superfície simulada foi de 300 K e que a temperatura da envolvente simulada foi de 390 K, apenas se pode garantir que o erro final é inferior a 0,01 considerando as temperaturas $T_a \geq 390 \text{ K}$ e $T_s \leq 300 \text{ K}$.

11. Conclusões

A utilização de câmaras termográficas para verificação de temperaturas na construção civil, cria a necessidade de se saber a emissividade dos diversos materiais de revestimento de construção civil, à temperatura ambiente, de modo a que as câmaras possam ser calibradas para que se possa obter temperaturas correctas. Desta forma foi definido como objectivo obter-se um erro final na leitura de emissividades não superior a $\pm 0,01$, num sistema de pirómetro de duplo comprimento de onda, com envolvente controlada.

Foram realizadas simulações, segundo o método de Monte Carlo, para um sistema de com dois pirómetros e envolvente controlada, para verificar quais são as melhores gamas de comprimento de onda para os pirómetros, qual o erro dos pirómetros que possibilita o erro na medição de emissividades proposto e, quais são as temperaturas necessárias, nos diversos componentes do sistema, para que a utilização de pirómetros comerciais permita a obtenção de emissividades com erros não superiores a $\pm 0,01$. As conclusões que se podem retirar deste trabalho são:

- é possível medir emissividades infravermelhas de superfícies (ϵ_s), utilizando dois pirómetros de infravermelhos, desde que as gamas de frequência de funcionamento destes pirómetros sejam diferentes;
- não se pode medir emissividades ϵ_s se a temperatura da superfície que se deseja medir (T_s) e a temperatura de envolvente ao sistema de medição (T_a) forem iguais;
- para se obter maior exactidão na medição de emissividades, pode-se recorrer à criação de uma envolvente artificial, cuja temperatura e emissividade são conhecidas;
- quanto maior for a diferença entre T_s e T_a , maior exactidão se obtém na medição de emissividades, seja $T_s > T_a$ ou $T_s < T_a$;
- as gamas de comprimentos de onda dos pirómetros influenciam significativamente a exactidão da medição de emissividades ϵ_s ;
- valores de ϵ_s superiores, implicam erros de medição superiores;

- as gamas de comprimentos de onda dos pirómetros com as quais melhores resultados foram obtidos são $2\text{ }\mu\text{m}$ a $8\text{ }\mu\text{m}$ e $20\text{ }\mu\text{m}$ a $40\text{ }\mu\text{m}$, que são as gamas mais curtas e mais afastadas, no espectro infravermelho, que foram simuladas;
- para que se obtenha um erro, na leitura de emissividades inferior a $\pm 0,1$, sendo $T_s = 300\text{ K}$ e $T_a = 273\text{ K}$, será necessário um erro máximo de $\pm 0,03\text{ K}$, para a medição de temperaturas por parte dos pirómetros;
- um pirómetro real apresenta erros de medição superiores a $\pm 0,03\text{ K}$, o que torna difícil a implementação de um sistema de medição da emissividade de superfícies à temperatura ambiente com pirómetro de duplo comprimento de onda comerciais;
- para que se possam utilizar pirómetros reais (com uma exactidão de, por exemplo, $\pm 0,5\text{ K}$), é necessário que $T_a \geq 390\text{ K}$ e $T_s \leq 300\text{ K}$.

12. Referências bibliográficas

- [1] Pires, L., Silva, P., & Gomes, J. (s/d). *A importância do consumo energético dos edifícios na Europa: soluções propostas para a sua redução*. Covilhã: Universidade da Beira Interior. Consultado em 20 Maio de 2012 através de http://thesis.ubi.pt/modules.php?name=Coleccoes&op=consultar_documento&id_documento=342&id_colecao=94
- [2] European Commission (2004). *EU Energy and Transport in Figures, Statistical pocketbook 2004*. Directorate General for Energy and Transport .
- [3] Direcção Geral de Energia - Ministério da Economia (2002). *Eficiência Energética nos Edifícios*. Consultado em 1 de Agosto de 2012 através de <http://pt.scribd.com/doc/61361344/EficienciaEnergeticanosEdificios>
- [4] Roussado, F. (2008). *Avaliação dos Impactes Construtivos e Ambientais da Regulamentação Térmica*. Tese de Mestrado apresentada à Universidade técnica de Lisboa.
- [5] Anes, A. (s/d). *A Influência da Massa e da Exposição Solar no Comportamento Térmico dos Edifícios*. Instituto Superior de Engenharia de Lisboa. Consultado em 5 Janeiro de 2012 através de <Http://www.Deetc.Isel.Ipl.Pt/Jetc05/Ccte02/Papers/Finais/Civil/110.Pdf>
- [6] Ferreira, R. (2010). *Desempenho térmico de edifício residencial unifamiliar segundo a metodologia de cálculo presente no RCCTE - A influência das condições climáticas no estudo térmico de edifícios*. Tese de Mestrado apresentada à Universidade técnica de Lisboa.
- [7] Valério, J. (2007). *Avaliação do Impacte das Pontes Térmicas no Desempenho Térmico e Energético de Edifícios Residenciais Correntes*. Tese de Mestrado apresentada à Universidade técnica de Lisboa.
- [8] Incropera, F., Dewitt, D., Lavine, A., & Bergman, T. (2006). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (6th ed.). Canadá: John Wiley & Sons Inc.
- [9] Mendonça, L. (2005). Termografia por Infravermelhos Inspeção de Betão. *Revista Engenharia & Vida*, 16, 53-57.
- [10] Holman, J. (2010). *Heat Transfer* (10th ed.). New York: McGraw-Hill.
- [11] Modest, M. (2003). *Radiative Heat Transfer* (2nd ed.). Estados Unidos da América: Academic Press.
- [12] DeWitt, D., & Nutter, G. (1998). *Theory and Practice of Radiation Thermometry*. Canadá: John Wiley & Sons, Inc .

- [13] Bielajew, A. (2001). *Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport*. Estados Unidos da América: University of Michigan.
- [14] Metropolis, N., & Ulam, S. (1949). The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44 (247), 335-341.
- [15] Metropolis, N. (1987). *The Beginning of the Monte Carlo Method*. Los Alamos Science Special. Consultado a 18 de Maio de 2012 através de <http://www.fas.org/sgp/othergov/doe/lanl/pubs/00326866.pdf>
- [16] Scheffer, L. (2004). *The Count of Monte Carlo*. ACM/IEEE TAU.
- [17] Sobol, I. (1994). *Primer for the Monte Carlo Method*. Estados Unidos da América: CRC Press.
- [18] Lima, R. (2011). *Análise de Vibrações Estocásticas em Sistemas Mecânicos*. Tese de Mestrado apresentada à Universidade PUC- Rio , Rio de Janeiro.
- [19] Dally, J., Riley, W., & McConnell, K. (1993). *Instrumentation for Engineering Measurements (2nd ed.)*. Canadá: Jonh Wiley & Sons, Inc.
- [20] Tsai, B., Shoemaker, R., DeWitt, B., Cowans, B., Dardas, Z., Delgass, W., & Dail, G. (1990). Dual-Wavelength Radiation Thermometry: Emissivity Compensation Algorithms. *International Journal of Thermophysics*, 11(1), 269-281.
- [21] Especel, D. & Matteï, S. (1996). Total emissivity measurements without use of an absolute reference. *Elsevier - Jornal Infrared Physics & Technology*, 37, 777-784.
- [22] Hansen, G. , Krishnan, S., Hauge, R. , & Margrave, J. (1988). METALLURGICAL AND MATERIALS TRANSACTIONS A. Springer Boston, 19 (8), 1889-1894.
- [23] Tago, Y., Akimoto, F., Kitagawa, K. & Arai, N. (2005). *Measurements of surface temperature and emissivity by two-dimensional four-color thermometry with narrow bandwidth*. Energy, 30 (2-4), pp. 485-495 <http://dx.doi.org/10.1016/j.energy.2004.09.007>
- [24] Coppa, P. & Consorti, A.(2005). Normal emissivity of samples surrounded by surfaces at diverse temperatures. Elsevier – *Measurement*, 38, 124-131.
- [25] Madura, H., Kastek, M., & Piotrowski, T. (2007). Automatic compensation of emissivity in three-wavelength pyrometers. *Elsevier - Jornal Infrared Physics & Technology*, 51, 1-8.
- [26] Campo, L., Pérez-Sáez, R., & Tello, M. (2008). Analysis of the Accuracy of Methods for the Direct Measurement of Emissivity. *International Journal of Thermophysics*, 29, 1141-1155.

- [27] Kuncir G. (1962). Algorithm 103: Simpson's rule integrator. *Communications of the ACM*, 5 (6), 347.
- [28] Levenberg, K. (1944). A Method for the Solution of Certain Non-Linear Problems in Least Squares. *Quarterly of Applied Mathematics*, 2, 164–168.
- [29] Marquardt, D. (1963). An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters. *SIAM Journal on Applied Mathematics* 11 (2): 431–441.